



Archeops et Planck-HFI: Etudes des systématiques pour l'analyse du fond diffus cosmologique

Sophie Henrot-Versillé

► To cite this version:

Sophie Henrot-Versillé. Archeops et Planck-HFI: Etudes des systématiques pour l'analyse du fond diffus cosmologique. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. tel-00102694

HAL Id: tel-00102694

<https://theses.hal.science/tel-00102694>

Submitted on 2 Oct 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches

Archeops et Planck-HFI : Études des systématiques pour l'analyse du fond diffus cosmologique

Sophie Henrot-Versillé

Habilitation soutenue le mardi 13 juin 2006, devant la commission d'examen :

MM.	A. Benoît	rapporteur
	F. Couchot	
	P. De Bernardis	rapporteur
	M. Giard	
	M. Limon	rapporteur
	G. Wormser	président

“ [La Science] leur lègue un monde dénué d’émerveillement.
Elle a réduit nos couchers de soleil à des calculs de longueurs
d’onde et de fréquences, elle a décomposé en équations
la complexité de l’Univers.” *Dan Brown*



21/05/06

à Sarah et Adrien



Je tiens à remercier A. Benoît, P. De Bernardis et M. Limon d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette habilitation, de même que F. Couchot, M. Giard, et G. Wormser de faire partie du jury.

Merci Francois (C.) qui a accepté que je travaille dans Archeops, et sans qui les mesures de fuites optiques sur Planck n'auraient jamais vues le jour.

Merci Richard, "l'inventeur" des fibres de carbone, je suis et resterai toujours impressionnée par le fait que tout semble simple et réalisable quand on vient te voir !

Merci Claude pour ton sourire lors de nos multiples interventions sur le pc-synchro (hein Olivier :-), et bien sûr pour le boîtier d'électronique des fibres !

Je ne remercierai jamais assez Alain, et Karine pour leur accueil à bras ouverts dans Archeops, pour leur soutien lors des manips, pour tout ce qu'ils m'ont appris sur la cryogénie, les bolomètres....et l'Amitié ! Merci de m'avoir permis de partager à vos côtés l'aventure de Kiruna.

Merci Xavier pour qui "faire et défaire, c'est toujours travailler" et désolée encore pour la musique, les chants et "l'hystérie des Filles", à Kiruna avec Karine et Cécile :-)

Merci Steph' pour ton soutien de tous les jours.. pour ta bonne humeur et tous les éclats de rire qui font que le travail de tous les jours devient un plaisir...

Merci AI pour ton sourire... ton soutien pour aller à la piscine ;-)

Merci à vous deux pour les tifs plats que vous me prépariez il fut un temps...

Olivier, Sir Hyle, Matthieu, Steph', Francois : Merci pour les fous rires, les parties de Gaim, et plus sérieusement les échanges constructifs au cours de ces années !

Merci Jacques pour tes précieux conseils au cours de ces années, et Olivier pour ta relecture assidue de ce manuscrit.

Merci Bruno pour les papotages autour du café du matin, et plus généralement à toute l'équipe Planck du LAL...

Merci Monsieur Planck, enfin, sans qui je n'aurai jamais connu Martin, Francois (P. cette fois!), Guilaïne, Cécile, Nico...

Merci à celles et ceux qui ont fait plus que croiser mon chemin depuis 99...Les Févriettes, et plus particulièrement Céline, Virginie, Miia, AnneSo, Caro....

Sur un plan plus personnel, je voulais remercier mes parents...pour...tout !...

Je pense aussi beaucoup aujourd'hui à ceux qui nous ont quittés durant ces dernières années...

Et enfin et surtout MERCI Olivier (H!), non seulement de me supporter au jour le jour, mais, en plus, de m'avoir fait les plus beaux cadeaux du monde : notre Adrien et not' tite Sarah.....

Table des matières

1	Introduction : Le fond diffus cosmologique	7
1.1	Le fond diffus cosmologique et les anisotropies de température	7
1.1.1	Histoire thermique de l'Univers	7
1.1.2	Les anisotropies primaires	9
1.1.3	Les anisotropies secondaires	12
1.2	Spectre de puissance angulaire	14
1.2.1	Définition	14
1.2.2	Description d'un spectre type	15
1.2.3	C_ℓ et paramètres cosmologiques	16
1.2.4	C_ℓ et $C(\theta)$	18
1.2.5	La polarisation du CMB	18
1.2.6	Les effets d'avant plans	20
1.3	Résultats actuels et perspectives	21
1.3.1	Cartes du ciel	21
1.3.2	Résultats expérimentaux depuis 1999	22
1.3.3	Les C_ℓ et les paramètres cosmologiques mesurés par Archeops	22
1.3.4	WMAP	25
1.3.5	Planck	25
1.4	Conclusion	28
I	Etalonnage et Fibres de carbone	29
2	Planck-HFI et Archeops	31
2.1	Archeops	31
2.1.1	Introduction	31
2.1.2	Description	32
2.1.3	L'ordinateur de bord	34
2.1.4	Les différents vols d'Archeops	35
2.1.5	Résultats	35
2.2	Planck HFI	37
2.2.1	Description	37
2.2.2	Planck-HFI	38
2.2.3	Cryogénie	39
2.2.4	Planck vs. Archeops	39
2.3	Les Bolomètres	41
2.3.1	Principe de fonctionnement	41
2.3.2	Equations fondamentales du bolomètres	42
2.3.3	Le bruit	44
2.3.4	Ordres de grandeur	46

2.3.5	Sensibilité	47
2.3.6	Mesure de la sensibilité et du bruit sur Archeops	48
2.4	Conclusions	50
3	La Stratégie d'étalonnage de Planck	51
3.1	Les paramètres	51
3.1.1	Les lobes	52
3.1.2	La réponse spectrale	52
3.1.3	Le temps de réponse	53
3.1.4	La polarisation	53
3.1.5	La réponse absolue	53
3.1.6	Bruit, Sensibilité aux effets thermiques	54
3.2	Description du système optique	54
3.2.1	La sphère intégrante et les sources qui y sont rattachées	54
3.2.2	Le miroir	55
3.2.3	La roue supportant le polariseur et les fibres de carbone	55
3.2.4	le CCAS ou comment récupérer les données	55
3.3	Description des mesures utilisant les fibres	56
3.3.1	Mesures de fuites optiques	56
3.3.2	Etude de temps de réponse	56
3.3.3	Mesures de linéarité	56
3.3.4	Mesure des effets de mémoire	57
3.4	La diaphonie, la mesure du CMB et les sources ponctuelles	57
3.4.1	Conséquences de la diaphonie sur le spectre de puissance du CMB	57
3.4.2	Les sources ponctuelles	57
3.5	Conclusion	58
4	Les fibres de carbone dans Archeops	59
4.1	Description mécanique	59
4.1.1	Configuration d'Archeops	59
4.1.2	Les fibres	60
4.1.3	Installation mécanique	60
4.1.4	L'électronique	62
4.2	Diaphonie optique avec les fibres de carbone	62
4.2.1	Calcul de diffraction	62
4.2.2	Le signal en temps	63
4.3	La diaphonie d'Archeops mesurée par les fibres de carbone	63
4.3.1	Estimation qualitative	63
4.3.2	Estimation quantitative	65
4.3.3	Conclusion	66
4.4	Estimation de la diaphonie optique avec les données en vol	67
4.5	Conclusion	70
5	Les sources de carbone et l'étalonnage de Planck-HFI	71
5.1	Cahier des charges	71
5.1.1	Les contraintes	71
5.1.2	Fibres de carbone	72
5.2	Les fibres et leur utilisation dans l'étalonnage de Planck-HFI	72
5.2.1	Description mécanique du système	74
5.2.2	Sources et Réflecteurs	76
5.2.3	Electronique	76
5.3	Diffraction	80

5.4	Conclusions	81
6	Mesures avec les fibres dans Saturne	83
6.1	Etalonnage du modèle de qualification cryogénique	83
6.2	Les fibres de carbones vues par les bolomètres	83
6.2.1	Signal en temps	83
6.2.2	Influence de l'environnement	85
6.3	Mesure des constantes de temps des bolos	85
6.3.1	Impact de la constante de temps des fibres	88
6.3.2	Modélisation de la constante de temps des bolomètres	90
6.4	Mesure de la diaphonie électrique	92
6.5	Mesures avec le bolomètre étalon	96
6.5.1	Le bolomètre étalon	96
6.5.2	Estimation du niveau de diaphonie induit par le système de mesure	98
6.5.3	Balayage devant le bolomètre étalon	99
6.6	Conclusion	99
7	Caractérisation des fibres de carbone	101
7.1	Résistance des fibres	101
7.1.1	Résistance en fonction de la longueur	101
7.1.2	Forme des impulsions	102
7.1.3	Résistance et température de thermalisation	103
7.2	Equation de la chaleur en conduction	105
7.2.1	Régime permanent	107
7.2.2	Absence de source de chaleur	108
7.3	Electronique	109
7.4	Conductivité thermique	110
7.4.1	Mesure à partir des données bolométriques	110
7.4.2	Extraction de κ sans les données des bolomètres	113
7.5	Constantes de temps des fibres et Capacité calorifique	117
7.5.1	Constantes de temps	117
7.5.2	Capacité calorifique	118
7.6	Comparaison données-simulation	122
7.6.1	Résolution numérique de l'équation de la chaleur	122
7.6.2	Simulations et données	124
7.7	Flux, température et polarisation	126
7.7.1	Flux pour les fibres de la roue et Comparaison avec Jupiter	126
7.7.2	Flux attendus pour Jupiter	126
7.7.3	Conclusion	127
7.7.4	Polarisation des fibres	127
7.8	Spectre en fréquence des fibres	128
7.8.1	La fibre : une antenne ?	128
7.8.2	Comparaison modèle-données	129
7.9	Conclusions	131
II	Traitement de données	133
8	Environnement de développement dans HFI	135
8.1	Le traitement des données dans Planck-HFI	135
8.2	L'IMO ou modèle de l'instrument	136
8.2.1	Cahier des charges	136

8.2.2	Caractéristiques de l'instrument et paramétrisation correspondante	136
8.2.3	CALIMERO ou modèle de l'instrument de la calibration	140
8.3	Effets systématiques	140
8.4	Conclusion	143
9	Lobes, constantes de temps et calibration en flux	145
9.1	Caractérisation des lobes au sol	146
9.1.1	Principe de la mesure	146
9.1.2	Résultats	147
9.1.3	Commentaires	148
9.2	Caractérisation des lobes en vol sans reconstruction du pointage	148
9.2.1	Sélection du signal	149
9.2.2	Résultats et Commentaires	151
9.2.3	Conclusion	155
9.3	Reconstruction des lobes à partir du pointage complet	157
9.3.1	Reconstruction du plan focal : précision du pointage	157
9.3.2	Mesures des paramètres des lobes	157
9.3.3	Commentaires	158
9.4	Calibrations d'Archeops	159
9.4.1	Introduction	159
9.4.2	La calibration sur une source ponctuelle	160
9.4.3	Comparaison avec les autres calibrateurs	161
9.5	Constantes de temps	161
9.5.1	Mesure du temps de réponse à l'aide des glitches	163
9.5.2	Constante de temps et lobes avec Jupiter	164
9.6	Conclusion	167
9.7	Estimation des lobes lointains	167
9.7.1	Estimation des lobes lointains à partir des données au sol	167
9.7.2	Les lobes lointains à partir des données en vol	168
9.7.3	Conclusion sur les lobes lointains	168
9.8	Conclusions	168
10	Transformées de Fourier sur les cercles dans Archeops	175
10.1	Introduction Générale	175
10.1.1	Effet des constantes de temps, et filtrage	176
10.1.2	Effet du lobe sur l'analyse	177
10.2	Γ_m et C_ℓ	179
10.2.1	Invariance d'échelle	179
10.2.2	Reconstruction des C_ℓ	181
10.2.3	Conclusion	183
10.3	Effets systématiques	183
10.3.1	Signal en phase	183
10.3.2	Décomposition en série de Fourier	186
10.3.3	Soustraction des effets systématiques	186
10.4	Analyse des données du vol KS3 d'Archeops	188
10.4.1	Description de la méthode	188
10.4.2	Etudes de simulations	190
10.4.3	Résultats sur les données	191
10.4.4	Calcul des C_ℓ	194
10.5	Conclusion	195

11 Snoopy	197
11.1 Aspects scientifiques	197
11.1.1 Polarisation de la poussière galactique dans le domaine millimétrique	198
11.1.2 Les amas SZ	198
11.1.3 Résumé des contraintes sur l'instrument	198
11.2 L'instrument	199
11.2.1 Le télescope et le cryostat de HERSCHEL	199
11.2.2 Les matrices de bolomètres du CEA	200
11.2.3 Paramètres de l'instrument	202
11.2.4 Assemblage du détecteur	203
11.2.5 Optique	203
11.2.6 Stratégie de balayage et taux de télémétrie	205
11.2.7 Stratégie d'étalonnage	206
11.2.8 Le processing des données	206
11.3 Le lanceur, l'orbite et l'injection	206
11.3.1 Orbite terrestre	206
11.3.2 Comparaison Snoopy-HERSCHEL	207
11.4 Le segment au sol	207
11.4.1 La station au sol et les opérations de routine	207
11.4.2 Organisation des opérations scientifiques	208
11.4.3 Produits scientifiques	209
11.5 Conclusion	209

Chapitre 1

Introduction : Le fond diffus cosmologique

Nous commençons, dans ce chapitre, par introduire ce qu'est le fond diffus cosmologique (le CMB) et l'origine de ses anisotropies de température. Nous expliciterons le lien entre le CMB et les paramètres cosmologiques via l'introduction du spectre de puissance angulaire¹. Puis nous décrirons succinctement les résultats expérimentaux de ces dernières années en mettant l'accent sur ceux d'Archeops. Nous concluons enfin sur ce qu'apportera Planck dans le domaine.

1.1 Le fond diffus cosmologique et les anisotropies de température

1.1.1 Histoire thermique de l'Univers

L'histoire thermique de l'Univers est illustrée par la figure 1.1. Ses principales étapes sont les suivantes :

- $t = 10^{-43}\text{s}$, $T = 10^{32}\text{K}$
A $t \simeq 10^{-43}\text{s}$, qui correspond à l'échelle de Planck ($E_{pl} \simeq 10^{18}\text{GeV}$), les interactions fondamentales sont unifiées.
- $t = 10^{-35}\text{s}$, $T = 10^{27}\text{K}$
Au bout de quelques $t \simeq 10^{-35}\text{s}$, se produit un phénomène brutal lié à l'action d'un champ scalaire : l'inflation. L'univers subit quasiment instantanément une expansion d'un facteur $\simeq 10^{50}$, gommant pratiquement toute information sur son histoire passée.
A la fin de l'inflation ($t \simeq 10^{-33}\text{s}$), des anisotropies primordiales de densités apparaissent et sont liées aux fluctuations quantiques du champ scalaire responsable de l'inflation. L'évolution de l'univers est, à partir de ce moment là, régie par les lois de la relativité générale.
- $t = 10^{-12}\text{s}$, $T = 10^{15}\text{K}$, $E = 100\text{GeV}$
Autour de 10^{15}K , intervient la brisure de la symétrie électrofaible $\text{SU}(2) \times \text{U}(1)$: interaction faible et interaction électromagnétique se découplent.
- $t = 10^{-6}\text{s}$, $T = 10^{13}\text{K}$, $E = 100\text{MeV}$
Autour de 10^{13}K , l'univers devient suffisamment froid pour les hadrons puissent se former : les premiers protons et neutrons apparaissent. C'est la transition quarks-hadrons.
- $t = 0.01\text{s}$, $T = 10^{11}\text{K}$
La densité moyenne d'énergie devient trop faible pour que de nouveaux protons ou neutrons soient

¹Nous ne ferons pas ici d'introduction à la cosmologie et à son modèle standard, on pourra se référer, par exemple, à [1] pour en obtenir une description détaillée.

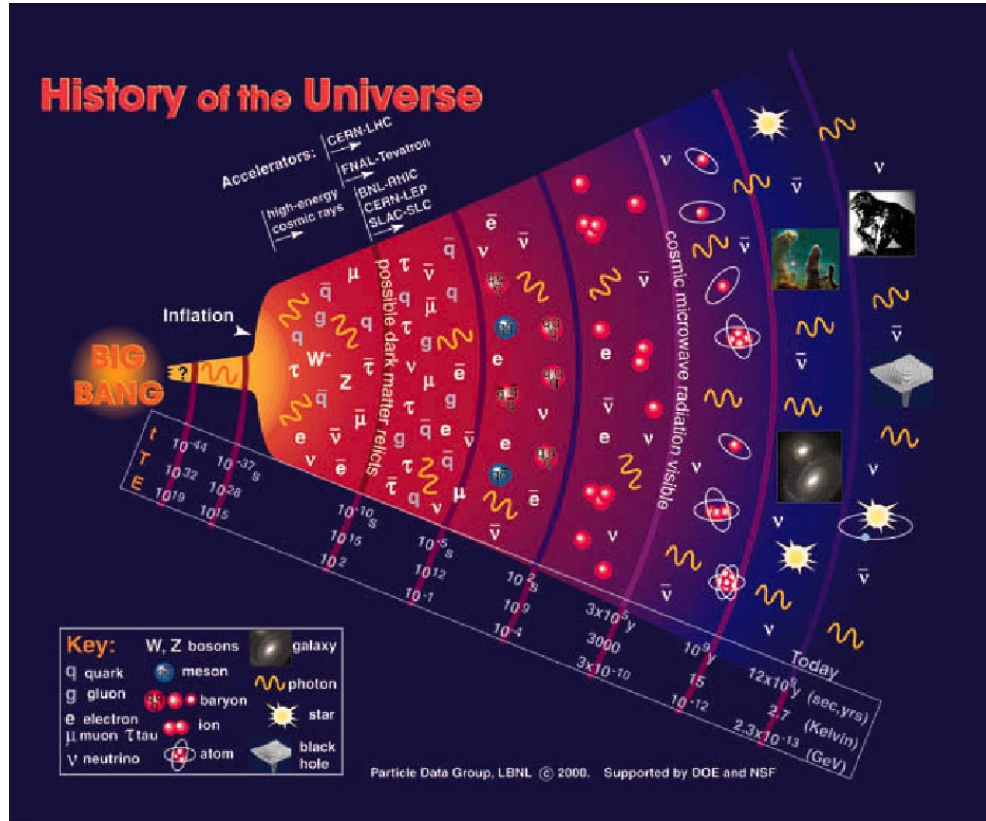


Figure 1.1 : Histoire thermique de l'Univers

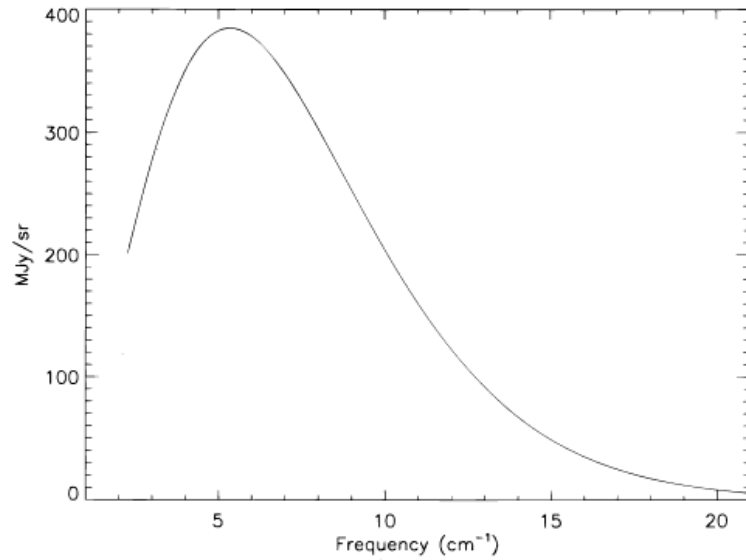
FIG. 4.—Uniform spectrum and fit to Planck blackbody (T). Uncertainties are a small fraction of the line thickness.

Figure 1.2 : Spectre du fond diffus cosmologique mesuré par FIRAS [2]

créés. Le rapport des deux espèces est alors figé, modifié uniquement par la désintégration β des neutrons :

$$\nu + n \rightarrow p^+ + e^- \quad (1.1)$$

- $t = 1\text{s}$, $T = 10^{10}\text{K}$
C'est à cette période que les neutrinos se découplent du reste de l'univers, et forment un rayonnement de fond².
- $t = 3\text{mn}$, $T = 10^9\text{K}$
Autour d'une température de 10^9K , les protons et les neutrons se combinent et nous voyons apparaître les premiers noyaux légers comme l'hydrogène, le deutérium, le tritium, l'hélium. C'est la nucléosynthèse primordiale. A partir de ce moment-là, la matière de l'Univers se compose principalement d'H (75%), et d'He (25%). Le nombre de noyaux de chaque espèce est gelé jusqu'à l'apparition des premières étoiles. L'Univers est alors composé de noyaux légers, de leptons et de photons, et sa densité d'énergie est dominée par celle des photons.
- $T \simeq 10^4\text{K}$
Autour de 10^4K , la densité de matière qui décroît en a^{-3} (a étant le facteur d'échelle) et la densité d'énergie du rayonnement dont l'évolution en fonction du facteur d'échelle est en a^{-4} s'équilibrent : c'est l'équivalence matière-rayonnement.
- $t = 300.000\text{ ans}$, $T \simeq 3000\text{K}$
300 000 ans après le Big Bang, quand la température devient inférieure à environ 3000K, la densité des photons devient trop faible pour empêcher la formation des atomes. Les électrons sont captés autour des noyaux d'Hydrogène et d'Hélium présents, c'est la recombinaison. En parallèle, la section efficace d'interaction des photons avec la matière devenant très faible, il y a dès lors découplage entre les photons et la matière, et les photons peuvent se propager librement dans l'Univers (on dit qu'il devient transparent). Ils forment le fond diffus cosmologique ou CMB.
- $t = 10^9\text{ ans}$
Vers 10^9 ans et une température de 15K, les structures commencent à se former à partir des surdensités de matière générées par l'inflation (très probablement des protogalaxies vers les amas de galaxies).

Les photons du CMB baignent donc dans l'Univers depuis que celui-ci a 300.000 ans environ. Ils forment une composante homogène et leur spectre est celui d'un corps noir dont la température suit l'expansion de l'Univers. A l'époque actuelle, cette température est

$$T_{CMB} = 2.725 \pm 0.001 \text{ K} , \quad (1.2)$$

et a été mesurée dans le sub-millimétrique par l'instrument FIRAS du satellite COBE [2] comme l'illustre la figure 1.2. Des expériences telles que Planck-HFI ou Archeops ne sont sensibles qu'aux variations de température et n'ont donc pas accès à l'information de cette valeur moyenne.

De plus l'expérience DMR du satellite COBE [3] (pour Differential Microwave Radiometer) a montré qu'il existait des anisotropies de température de l'ordre de $\sqrt{\langle (\Delta T/T)^2 \rangle} \simeq 10^{-5}$ sur des échelles angulaires $\theta > 7^\circ$. Depuis, les études du fond diffus cosmologique se concentrent sur l'analyse de ces anisotropies de température dans diverses bandes de fréquences.

1.1.2 Les anisotropies primaires

Les anisotropies de température que nous observons aujourd'hui sont de deux natures :

- * les anisotropies primaires qui traduisent l'état local de l'Univers au moment de l'émission du CMB,

² $T_\nu = (4/11)^{1/3} T_\gamma \simeq 1.96\text{K}$ aujourd'hui.

- * les anisotropies secondaires qui résultent de la propagation des photons entre la surface de dernière diffusion et l'observateur. Elles sont liées à l'effet de la gravitation après l'émission, et à la réionisation locale et à la réionisation globale.

Commençons par étudier les sources d'anisotropies primaires. Avant le découplage, les photons et les baryons sont fortement couplés. Ils évoluent dans le champ gravitationnel dominé par la matière noire³, $\psi(\eta, \vec{x})$. Le plasma photon-baryon oscille sous l'action combinée de la gravité et de la pression de radiation. Deux effets majeurs entrent en compétition : l'effet de la gravité et l'effet des baryons.

Perturbations intrinsèques

L'hypothèse la plus probable de l'origine des structures primordiales est l'inflation. Elle permet d'expliquer l'origine des perturbations de densité par le changement d'échelle (et de régime) des fluctuations quantiques qui sont, dans les modèles les plus simples, de deux natures :

- * des fluctuations du champ scalaire et des perturbations scalaires de la métrique associée,
- * des fluctuations tensorielles de la métrique qui se traduisent par des ondes gravitationnelles.

Les anisotropies de température engendrées par les fluctuations quantiques de densité obéissent à une statistique gaussienne et sont dites adiabatiques [4].

Perturbations gravitationnelles

Au moment de la dernière diffusion, l'univers est constitué de quatre composantes : la matière noire, les baryons, les photons, et les neutrinos. Il est dominé par matière (vers $z \simeq 25000\Omega_0 h^2$), les neutrinos contribuant peu à la densité totale d'énergie.

De plus, avant la recombinaison, tant que l'hydrogène est complètement ionisé, le libre parcours moyen des photons est tellement faible que l'on peut traiter le plasma photons-baryon comme un seul fluide. Il y a donc approximativement deux composantes : la matière noire et le plasma photon-baryon.

La théorie des instabilités gravitationnelles semble indiquer que de petites fluctuations de densité ($\delta \simeq 10^{-3}$) ont dû exister à l'époque de la dernière diffusion, afin que les galaxies et les amas que nous observons aujourd'hui aient eu le temps de se former. Ces inhomogénéités de la densité de la matière noire créent alors des puits de potentiel gravitationnel (ψ) où le plasma photon-baryon tend à s'accumuler. Après le découplage, les photons se propagent librement, puisqu'ils ne sont plus couplés à la matière, mais ils doivent sortir de ces puits :

- Ils subissent de ce fait une perte d'énergie, ce qui se traduit par variation de leur température apparente :

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta \psi}{c^2} \quad (1.3)$$

- D'autre part la relativité générale prédit un effet du potentiel gravitationnel sur les échelles de temps :

$$\frac{\delta t}{t} = \frac{\delta \psi}{c^2} \quad (1.4)$$

Dans un univers dominé par la matière, comme on a $a \propto t^{2/3}$ et puisque $T \propto \frac{1}{a}$, cet effet se traduit sur la température apparente des photons par :

$$\frac{\delta T}{T} = -\frac{2}{3} \frac{\delta \psi}{c^2} \quad (1.5)$$

Au total ces deux effets se compensent partiellement et on trouve :

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3} \frac{\delta \psi}{c^2} \quad (1.6)$$

Cet effet est appelé effet Sachs-Wolfe [5].

³On se place en coordonnées comobiles, η est le temps conforme.

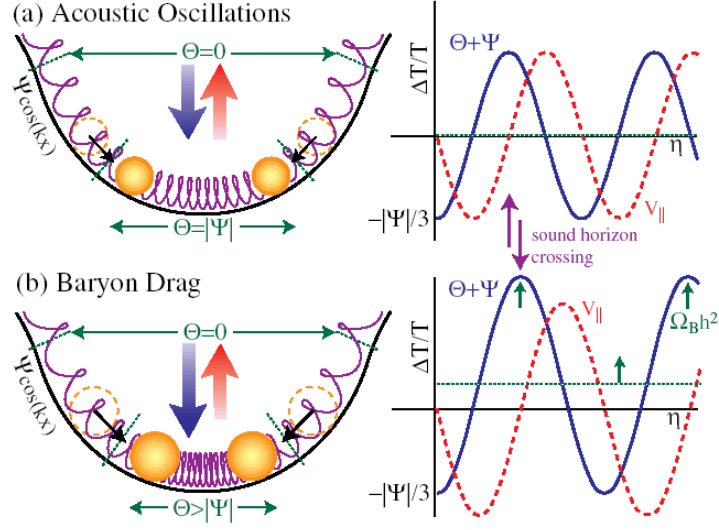


Figure 1.3 : Illustration de l'effet acoustique (issu de la thèse de Wayne Hu [6]) : on montre ici le puits de potentiel dans l'espace réel. La présence des baryons accroît la masse gravitationnelle induisant un déplacement du niveau moyen. Les pics correspondent aux zones de compression et les creux aux zones de raréfaction.

Perturbations “acoustiques”

Cet effet se superpose aux oscillations du plasma photon-baryon excitées par un puits de potentiel gravitationnel. Nous pouvons écrire l'équation d'évolution du plasma photon-baryon, si on suppose que le potentiel n'évolue pas dans le temps ($\dot{\psi} = 0$) et que la densité de baryon est très faible devant la densité de photons, et on obtient l'équation d'un oscillateur harmonique :

$$\ddot{\theta} + (c_s k)^2 \theta = \frac{-k^2}{3} \psi \quad (1.7)$$

(on suppose ici que la perturbation de la courbure est négligeable) où la dérivée se fait par rapport au temps conforme $\eta = \int (1+z) dt$, et :

- * c_s est la vitesse du son dans le plasma.
- * k est le vecteur d'onde
- * θ est relié à la fluctuation de densité par : $\theta = \delta\rho_\gamma/4\rho_\gamma$ avec $\delta\rho$ qui, elle-même est reliée aux anisotropies de température via le fait que $n_\gamma \propto T^3$.

Nous parlons alors d'oscillations acoustiques dans le plasma. Dans le cas du modèle CDM (Cold Dark Matter) ψ est constant. Nous pouvons nous représenter le phénomène de la façon suivante : les puits de potentiel tendent à comprimer la matière alors que la radiation s'oppose à cette compression : le plasma va alors osciller comme l'illustre la figure 1.3-a.

Les régions de compression se traduisent par des régions chaudes et les zones moins denses par des régions froides. Nous obtenons une série de pics dits acoustiques dans le spectre de puissance. Nous pouvons, par exemple, montrer que les maxima de la solution de l'équation 1.7 font ressortir une échelle fondamentale reliée à l'horizon sonore et telle que :

$$k_n s = n\pi \quad (1.8)$$

où $s = \int c_s d\eta$ et k_n sont les modes liés à l'oscillation. Si l'on fait intervenir la distance diamètre angulaire D_A , on a une relation entre le mode k_A et l'échelle angulaire θ_A des anisotropies :

$$\theta_A = \lambda_A / D_A \quad (1.9)$$

$$(1.10)$$

Dans le cas d'un univers plat dominé par la matière, on obtient $\theta_A \simeq 1^\circ$.

Dans les équations précédentes on a négligé l'effet des baryons. Ils apparaissent dans l'équation de l'oscillateur harmonique Eq.1.7 via un terme R sous la forme :

$$\ddot{\theta} + (c_s k)^2 \theta = \frac{-k^2}{3(1+R)} \psi \quad (1.11)$$

avec :

$$R = \frac{3\rho_b}{\rho_\gamma} \simeq 3 \cdot 10^4 (1+z)^{-1} \Omega_b h^2. \quad (1.12)$$

R est un terme de masse. La présence des baryons se traduit de ce fait un accroissement de l'inertie du fluide, donc par un déplacement du niveau moyen des oscillations. Dans ce cas là ψ et θ n'oscillent plus autour de 0 mais d'une valeur qui croît avec le nombre de baryons : les pics auront alors des hauteurs variables selon qu'ils sont pairs ou impairs.

1.1.3 Les anisotropies secondaires

La matière après la recombinaison a une probabilité d'interaction avec les photons par effet Thomson très faible. Par contre, pendant leur trajet de la surface de dernière diffusion jusqu'à nous, les photons peuvent subir des perturbations liées soit à des variations du potentiel gravitationnel le long de la ligne de visée, soit à des interactions avec les électrons des milieux ionisés.

Perturbations liées à la gravité

Effet ISW

L'effet Sachs Wolfe Intégré est lié à une variation du potentiel gravitationnel en fonction du temps, qui se traduit par une perturbation de la température du CMB. Sur un seul photon, cet effet peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\Delta T}{T} = \int \frac{\dot{\phi}(\vec{r}, t)}{c^2} dt \quad (1.13)$$

où $\dot{\phi}$ est la dérivée du potentiel gravitationnel par rapport au temps conforme à une position donnée : il s'agit de l'effet du décalage gravitationnel intégré le long de la ligne de visée. Si le photon traverse un puits de potentiel, le décalage vers le bleu qu'il acquiert quand il tombe dedans, à t_0 , est exactement compensé par le décalage vers le rouge acquis au temps t quand il en ressort. Si le puits de potentiel s'est comblé partiellement entre t_0 et t , la compensation n'est pas parfaite et le photon reste décalé vers le bleu.

L'effet Rees Sciama

Au moment de la formation des grandes structures, la théorie des perturbations ne s'applique plus et le potentiel gravitationnel varie. C'est l'effet Rees-Sciama [7]. Il génère des anisotropies dont les variations relatives sont de l'ordre de $\delta T/T \simeq 10^{-7}$. Des études ont montré que cet effet est maximal pour des échelles entre 10 et 40 minutes d'arc.

L'effet de lentille gravitationnelle

L'effet de lentille gravitationnelle est de nature un peu différente [8]. En effet, la gravitation est ici responsable de déflexions de la trajectoire du photon dans la direction transversale à la ligne de visée. Il en résulte une distorsion de l'image de la surface de dernière diffusion. L'effet de lentille gravitationnelle agit ainsi comme une redistribution de la puissance entre les différentes échelles angulaires.

Effets de diffusion

La réionisation

L'absence de la raie Lyman- α dans le spectre des quasars lointains vers $z \simeq 5$ [9] semble indiquer que l'hydrogène a été réionisé à une époque entre $z \simeq 1100$ et $z \simeq 5$. Les conséquences sur le CMB de cette réionisation dépend de la profondeur optique :

$$\tau \simeq \Omega_0^{-1/2} \frac{h\Omega_b}{0.06} \left(\frac{z}{a_2}\right)^{3/2} \quad (1.14)$$

La probabilité qu'un photon du CMB ne soit jamais diffusé varie comme $e^{-\tau}$. Pour des paramètres de la théorie CDM (Cold Dark Matter), l'équation ci-dessus signifie que, même si $\tau \gg 1$ (tous les photons ont été diffusés à un moment) leur surface de dernière diffusion prend place autour de $z \simeq 50$. Ceci implique que les observations du CMB, dans une direction du ciel donnée, sont en partie affectées par la température moyenne à cette époque. Cette moyenne s'effectue sur des échelles angulaires de l'ordre de :

$$\Theta \simeq \frac{\Omega_0}{z} \quad (1.15)$$

La réionisation globale tend donc essentiellement à moyenniser les anisotropies primaires pour de petites échelles angulaires.

L'effet SZ

L'effet Sunyaev-Zeldovich est lié à l'interaction des photons du CMB avec le gaz chaud et ionisé piégé gravitationnellement par les amas de galaxies. Ils sont alors diffusés par les électrons du gaz.

L'effet SZ dit thermique correspond au changement de longueur d'onde des photons du CMB quand ils sont diffusés par les électrons chauds du gaz intra-amas au repos dans le repère du CMB. L'effet produit une distorsion du spectre de corps noir comme l'illustre la figure 11.1 qui se présente comme une diminution de la densité spectrale à basse fréquence ($\leq 217\text{GHz}$) et une augmentation à haute fréquence.

Nous faisons, dans la suite, l'hypothèse que l'amas est au repos dans le repère associé au CMB. De plus, nous supposons que la température des électrons est très grande devant celle du CMB, et que le gaz d'électrons est non relativiste en première approximation. Lorsqu'un photon est diffusé par un électron libre, sa fréquence est changée de la façon suivante :

$$\nu' = \frac{\nu}{1 - \beta^2} \simeq \beta^2 \nu \quad (\beta = v/c \ll 1) . \quad (1.16)$$

Si nous calculons la variation relative de fréquence par intervalle de temps Δt le long du trajet moyennée sur la distribution en impulsion des photons dans toutes les directions, nous obtenons :

$$\frac{\overline{\delta\nu}}{\nu} \simeq \frac{1}{3} (\sigma_T n_e) \beta^2 \Delta t \quad (1.17)$$

où σ_T est la section efficace de diffusion Thomson et n_e la densité électronique du gaz intra-amas. Nous pouvons alors définir le paramètre dit de comptonisation, y : $dy = \overline{\delta\nu}/\nu$ qui exprime l'amplitude de l'effet SZ et nous écrivons :

$$y = \int_L \sigma_T n_e \frac{kT}{mc^2} d\ell \quad (1.18)$$

où l'intégrale se fait le long du chemin optique des photons à travers l'amas. Dans l'hypothèse d'un gaz isotherme, la température est constante et y devient :

$$y = \frac{kT}{mc^2} \int n_e \sigma_T d\ell = \frac{kT\tau}{mc^2} \quad (1.19)$$

où τ est la profondeur optique. Finalement la variation de fréquence consécutive à l'interaction photon-électron se traduit par une variation de l'intensité du rayonnement du CMB à la fréquence ν le long de la ligne de visée qui traverse l'amas :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = y f(x) \quad (1.20)$$

avec :

$$f(x) = \frac{xe^x}{e^x - 1} \left(x \left(\frac{e^x + 1}{e^x - 1} \right) - 4 \right) \quad (1.21)$$

$$x = h\nu/kT \quad (1.22)$$

ce qui, en terme de température se réécrit :

$$\frac{\delta T_{cmb}}{T_{cmb}} = \frac{e^x - 1}{xe^x} \frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} \quad (1.23)$$

L'effet SZ dit cinétique se produit lorsque l'amas se déplace avec une vitesse radiale particulière \vec{v}_r , ce qui induit une vitesse d'ensemble des électrons du gaz égale à cette même vitesse \vec{v}_r . Il en ressort une variation relative de fréquence associé à l'effet Doppler qui se traduit par une distorsion du spectre de corps noir :

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = \frac{-v_r}{c} \tau a(x) \quad (1.24)$$

où $x = h\nu/kT_{cmb}$, $a(x) = xe^x/(e^x - 1)$ et τ est l'épaisseur optique Thomson (I_ν est l'intensité du rayonnement du fond diffus cosmologique). Nous pouvons définir, de façon équivalente à l'équation 1.23, la variation relative de température du CMB due à l'effet SZ cinétique :

$$\left(\frac{\delta T}{T} \right)_{SZ} = \frac{1}{a(x)} \frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = -\frac{v_r}{c} \tau . \quad (1.25)$$

L'effet est positif pour des amas se déplaçant dans la direction de l'observateur ($v_r < 0$).

L'effet SZ est intéressant dans le sens où il est indépendant du décalage spectral de l'amas considéré. Il permet d'effectuer, en combinaison avec des observations dans les X, un test global de cohérence du modèle standard cosmologique à l'aide d'un lot de données indépendant des problèmes inhérents aux estimateurs de distance, bien que cette méthode soit sensible à d'autres systématiques.

1.2 Spectre de puissance angulaire

Dans cette section, nous introduisons la notion de spectre de puissance angulaire des anisotropies de température du fond diffus cosmologique.

1.2.1 Définition

Les anisotropies de température se décomposent sur la base des harmoniques sphériques de la façon suivante :

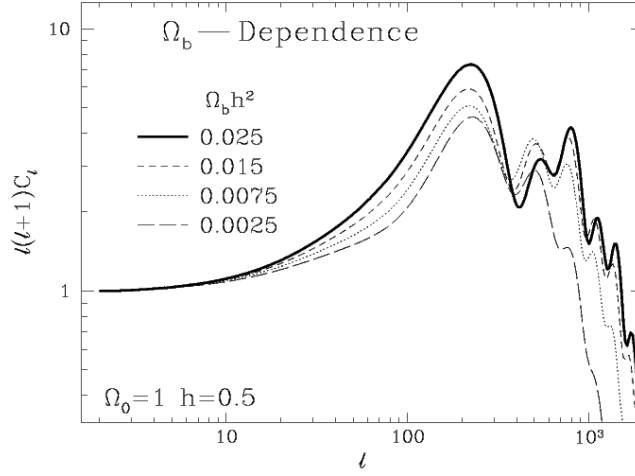
$$\frac{\Delta T(\theta, \phi)}{T_{CMB}} = \sum_{\ell m} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (1.26)$$

$$a_{\ell m} = \int \frac{\Delta T}{T}(\vec{n}) Y_{\ell m}^*(\vec{n}) d\vec{n} \quad (1.27)$$

Comme la majeure partie des théories décrivant l'histoire de l'univers primordial prédisent que les anisotropies de température obéissent à une statistique gaussienne [11]. Nous définissons habituellement la quantité :

$$C_\ell = \langle |a_{\ell m}|^2 \rangle \quad (1.28)$$

$$(1.29)$$

Figure 1.4 : Exemple de spectre de C_ℓ typique

qui renferme toute l'information sur l'Univers primordial dans l'hypothèse gaussienne. Cet ensemble de valeurs est appelé spectre de puissance des anisotropies de température.

Il existe une incertitude théorique irréductible sur C_ℓ , liée à l'unicité de l'observation des anisotropies : chaque $a_{\ell m}$ est lui-même en effet une variable aléatoire de valeur moyenne nulle et de variance C_ℓ . La loi de probabilité des C_ℓ est donc celle d'un χ^2 à $2\ell + 1$ degrés de liberté. Le spectre de puissance d'Archeops est limité par cette variance cosmique à bas ℓ , celui de Planck devrait l'être sur toute la gamme en ℓ couverte.

La variance cosmique est définie comme :

$$\text{Var}_C(C_\ell) = \frac{2}{\sqrt{2\ell + 1}} C_\ell. \quad (1.30)$$

A cette variance irréductible s'ajoute la variance d'échantillonnage pour les expériences qui ne couvrent pas l'intégralité du ciel (où celles pour lesquelles on doit éliminer, par exemple, une partie du plan galactique pour réduire les effets d'avant plans), l'expression précédente de la variance cosmique prend alors la forme :

$$\text{Var}_E(C_\ell) = \frac{1}{f_{sky}} \frac{2C_\ell}{\sqrt{2\ell + 1}} \quad (1.31)$$

où f_{sky} est le pourcentage du ciel couvert. Une autre conséquence du fait que la couverture du ciel n'est pas complète est que les estimations des C_ℓ sont couplées les unes aux autres via une matrice de mélange qui dépend de la portion de ciel couverte.

1.2.2 Description d'un spectre type

Nous présentons sur la figure 1.4 des exemples de spectres de puissance de fond diffus cosmologique : on y retrouve les quatre zones caractéristiques décrites dans la suite.

Le dipôle

L'harmonique $\ell = 1$ de la décomposition de l'équation 1.26 est celle qui a la plus grande amplitude [12] :

$$T_{\ell=1} = 3.346 \pm 0.017 \text{ mK}. \quad (1.32)$$

Elle est due à l'effet Doppler induit par le mouvement du système solaire par rapport au repère où les photons observés sont isotropes. En effet le mouvement d'un observateur qui se déplace à la vitesse $\beta = v/c$ par rapport à un champ de radiation isotrope de température T_0 produit une variation de température telle que :

$$T(\theta) = \frac{T_0(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta \cos \theta)} \quad (1.33)$$

$$\simeq T_0(1 + \beta \cos \theta + \frac{\beta^2}{2} \cos 2\theta + O(\beta^3)) \quad (1.34)$$

A chaque point du ciel on observe donc un spectre de corps noir avec une température $T(\theta)$. Le spectre du dipôle est celui de la dérivée du corps noir par rapport à la température.

Le plateau Sachs-Wolfe ($\ell \leq 100$)

Toutes les anisotropies de température dans les harmoniques supérieures sont interprétées comme étant générées par des perturbations de la densité de l'Univers primordial, puisqu'elles correspondent à des échelles plus grandes que la taille de l'horizon au moment du découplage (c'est-à-dire jusqu'à des $\ell \simeq 100$). Les anisotropies à ces échelles nous renseignent directement sur les conditions initiales. Elles se traduisent dans le CMB par l'effet Sachs-Wolfe. Leur spectre est approximativement plat, ce qui semble montrer que le potentiel gravitationnel est invariant d'échelle.

Les pics Doppler

Puis apparaissent les oscillations du plasma que l'on a décrites dans la section 1.1.2. De leurs caractéristiques (position, hauteurs relatives des pics...) sont principalement extraites les contraintes sur les paramètres cosmologiques.

Amortissement de Silk

Au delà de $\ell \simeq 900$ on observe un amortissement (dit de Silk) des oscillations qui est la conséquence du fait que la couche de dernière diffusion n'est pas infiniment mince : de ce fait, à la recombinaison, les photons ont un libre parcours moyen non nul qui fait que le couplage aux électrons n'est pas parfait. Cet effet implique l'existence d'une échelle de coupure θ_D telle que les anisotropies d'échelles inférieures à θ_D sont atténuées exponentiellement.

1.2.3 C_ℓ et paramètres cosmologiques

Pour décrire l'Univers on se place dans le modèle standard cosmologique dans le cadre de la métrique de Friedmann-Robertson-Walker avec des perturbations de densité provenant de l'univers primordial que l'on fait évoluer pour créer les grandes structures que l'on observe aujourd'hui. Cette description comporte une dizaine de paramètres que l'on cherche à déterminer à partir des mesures actuelles.

Nous pouvons, d'après ce que nous avons vu dans les chapitres précédents, intuitiver que la mesure du spectre de puissance des anisotropies de température peut nous renseigner sur certains paramètres cosmologiques. Par exemple, la position du premier pic qui marque la taille de l'horizon sonique sur la surface de dernière diffusion est essentiellement une mesure de la courbure spatiale de l'Univers (via la mesure de la distance angulaire de l'observateur à la surface de dernière diffusion). De même la hauteur relative des pics signe l'asymétrie des oscillations dues aux baryons et donc nous renseigne directement sur la densité baryonique.

Nous illustrons sur la figure 1.5 la sensibilité des courbes de C_ℓ aux valeurs des paramètres cosmologiques : ici chaque paramètre est changé indépendamment des autres autour d'un même modèle avec $\Omega_{tot} = 1$, $\Omega_\Lambda = 0.65$, $\Omega_b h^2 = 0.02$, $\Omega_m h^2 = 0.147$ et $n=1$ [17].

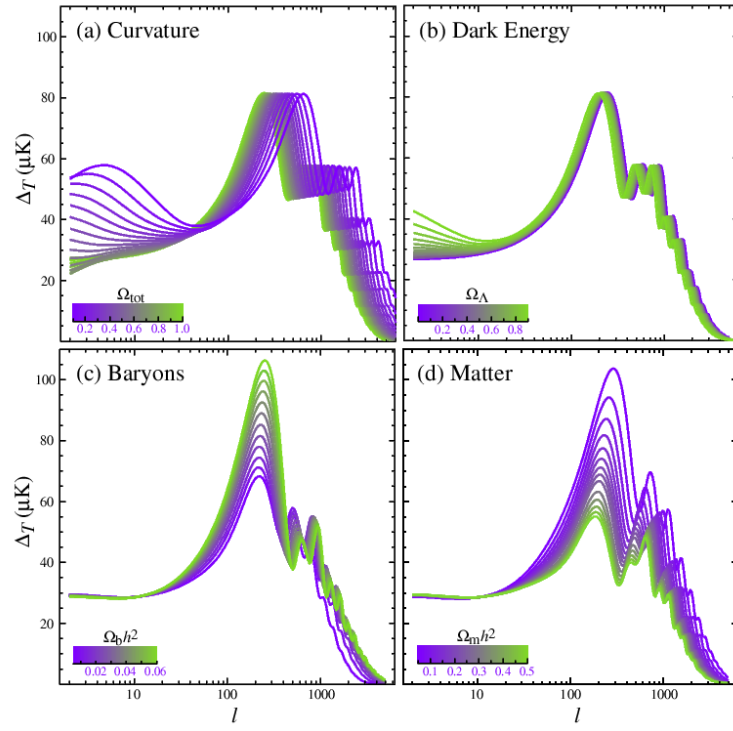


Figure 1.5 : Illustration de la sensibilité des courbes de C_l aux paramètres cosmologiques Ω_{tot} , Ω_{Λ} , Ω_b et Ω_m de gauche à droite et de haut en bas [17].

1.2.4 C_ℓ et $C(\theta)$

On peut aussi construire la fonction de corrélation à deux points, $C(\theta)$, de la distribution de $\delta T(\theta, \phi)/T$ qui est définie par :

$$C(\theta) = \langle \Delta T(\vec{x}), \Delta T'(\vec{x}') \rangle \quad (1.35)$$

où $\vec{x} \cdot \vec{x}' = \cos(\theta)$. Il existe une relation entre $C(\theta)$ et C_ℓ qui s'écrit :

$$C(\theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_\ell \sum_m |a_{\ell m}|^2 P_\ell(\cos \theta) \quad (1.36)$$

$$C_\ell = 2\pi \int_{-1}^1 C(\theta) P_\ell(\cos \theta) d(\cos \theta) \quad (1.37)$$

où les P_ℓ sont les polynômes de Legendre d'ordre ℓ .

1.2.5 La polarisation du CMB

Au moment du découplage les photons interagissent avec les électrons par diffusion Thomson, le terme local d'anisotropies quadrupolaire génère une polarisation linéaire⁴ : on s'attend alors à ce que le CMB soit polarisé à peu près à 5%.

La polarisation s'exprime généralement avec les paramètres de Stokes Q et U, qui se déduisent des composantes E_x et E_y du champ électrique de l'onde électromagnétique polarisée projetée sur un repère orthogonal à sa direction de propagation. Le degré de polarisation p est alors défini par

$$p = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} . \quad (1.38)$$

Q et U sont définis par les relations :

$$(Q \pm iU)(\vec{n}) = \sum_{\ell m} a_{\pm 2\ell m \pm 2} Y_\ell^m(\vec{n}) \quad (1.39)$$

Comme Q et U dépendent du repère dans lequel on se place, on définit des champs E et B sur la sphère [13] que l'on peut relier aux paramètres de Stokes [14] :

$$a_{\ell m}^E = -\frac{a_{2\ell m} + a_{-2\ell m}}{2} \quad (1.40)$$

$$a_{\ell m}^B = i \frac{a_{2\ell m} - a_{-2\ell m}}{2} \quad (1.41)$$

L'intérêt d'une telle décomposition est que les fluctuations scalaires ne peuvent se traduire dans le champ E, alors que les fluctuations tensorielles se reflètent dans les deux états. Nous pouvons décomposer les champs E et B sur la base des harmoniques sphériques :

$$E(\vec{n}) = \sum_\ell \sum_m a_{\ell m}^E Y_\ell^m(\vec{n}) \quad (1.42)$$

$$B(\vec{n}) = \sum_\ell \sum_m a_{\ell m}^B Y_\ell^m(\vec{n}) \quad (1.43)$$

et on définit les spectres :

$$C_\ell^{EE} = \langle |a_{\ell m}^E|^2 \rangle \quad (1.44)$$

$$C_\ell^{BB} = \langle |a_{\ell m}^B|^2 \rangle \quad (1.45)$$

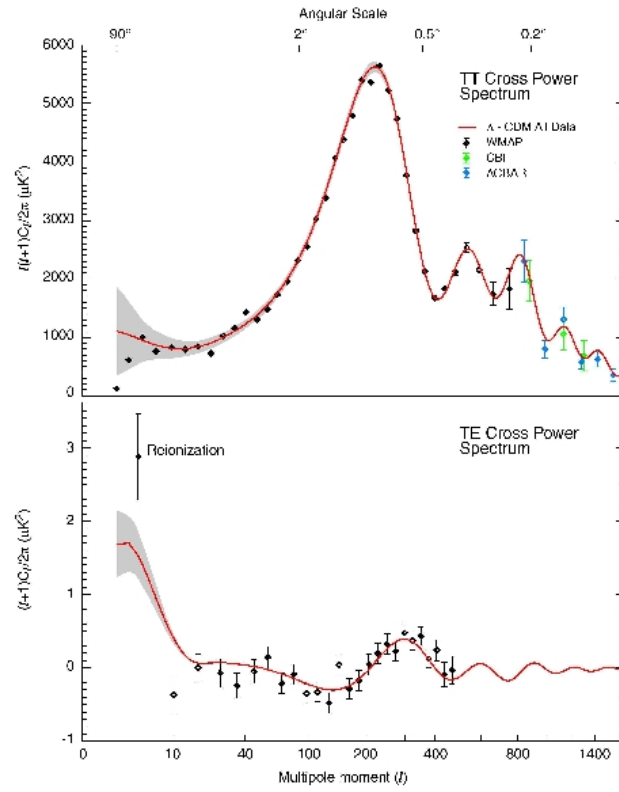


Figure 1.6 : En haut : Spectre de puissance du CMB mesuré par WMAP, CBI et ACBAR. En bas : Spectre de puissance croisé entre la température T et le mode de polarisation E combinant les résultats des expériences WMAP, BOOMERANG, et DASI.

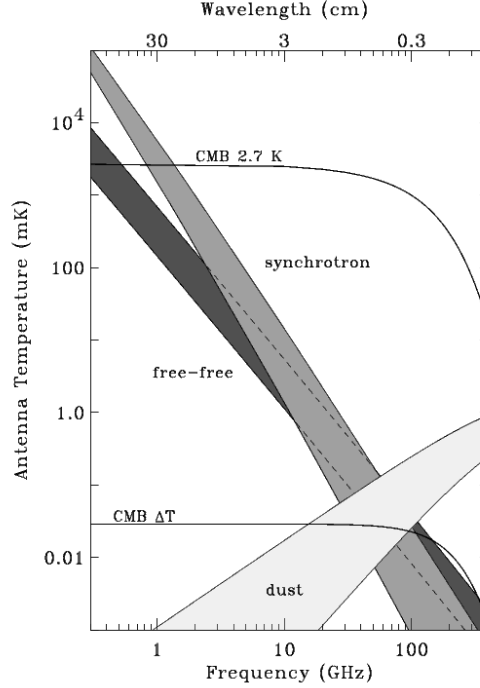


Figure 1.7 : Contributions respectives des différentes composantes de l'émission galactique et du spectre du CMB pour une résolution angulaire de l'ordre de 7 degrés et une latitude galactique inférieure à 20 degrés. [19]

Par des arguments de parité (liées aux harmoniques sphériques de spin 2), il reste quatre observables potentielles : C_ℓ^{TT} , C_ℓ^{TE} , C_ℓ^{EE} , et C_ℓ^{BB} .

La première mesure précise des corrélations TE a été menée à bien par WMAP 1year[28]. Le spectre correspondant est présenté sur la figure 1.6 où sont combinés les résultats de WMAP, de BOOMERANG [15], et DASI [16]. Il met en évidence la nature adiabatique des perturbations et contraint l'épaisseur de la couche de dernière diffusion. L'excès de signal à bas ℓ ($\ell < 10$) signe l'existence d'une réionisation qui semblerait indiquer que les premières étoiles qui seraient la source de la radiation ionisée se seraient formées autour de $z \simeq 20$.

1.2.6 Les effets d'avant plans

Le long du trajet des photons depuis la couche de dernière diffusion jusqu'à nous d'autres effets s'ajoutent aux anisotropies du fond diffus cosmologiques et "brouillent" le signal physique que nous cherchons à reconstruire. Ces effets dits "d'avant plan" doivent être bien connus pour limiter leur impact sur la mesure. Ils sont issus principalement de quatre processus :

- * le rayonnement de freinage ("free-free"),
- * le rayonnement synchrotron loin du plan galactique,
- * l'émission des poussières dans la galaxie,
- * la lumière zodiacale.

Le spectre de chacune de ces composantes est présenté sur la figure 1.7. Revenons sur chacune de ces sources de "bruit de fond".

⁴Nous négligeons donc dans la suite les termes de polarisation circulaire.

Le rayonnement de freinage

Le principe est simple : les électrons libres rayonnent dans les champs électriques des noyaux des régions du milieu interstellaire riches en hydrogène ionisé (c'est l'effet Bremsstrahlung thermique). Le spectre d'émission d'une telle composante est de la forme :

$$I_\nu \propto \nu^{-2.15} , \quad (1.46)$$

pour les grandes fréquences (typiquement au dessus de 10GHz) et plutôt en ν^2 pour les fréquences inférieures.

Le rayonnement synchrotron

Il est dû au mouvement des électrons se propageant dans le champ magnétique de la galaxie (typiquement de l'ordre de 10^{-10} T. Il apparaît pour des fréquences entre 40MHz et 100GHz comme le présente la figure 1.7. Loin du plan galactique, le rayonnement synchrotron est l'effet dominant pour des fréquences de l'ordre de 5GHz. Son spectre est approximé par la relation :

$$I_\nu \propto \nu^{-3} . \quad (1.47)$$

La poussière

Il existe dans la galaxie des poussières froides (dont la température est comprise entre 1 et 100K) qui rayonnent essentiellement dans l'infrarouge. Le spectre moyen d'émission de ces poussières dépend de la latitude galactique que l'on considère. Typiquement pour les basses latitudes, les nuages moléculaires montrent une composante froide qui peut être décrite avec une température moyenne de 21.4K et un spectre en $\nu^{1.4}$. Pour les plus hautes latitudes, on peut approximer le spectre d'émission par une composante unique de température de l'ordre de 18K et un spectre en ν^2 .

La lumière zodiacale

Cette dernière provient de l'émission thermique des poussières du système solaire. Elle possède une distribution spatiale très particulière, concentrée dans la direction du plan de l'écliptique.

1.3 Résultats actuels et perspectives

Une analyse du fond diffus cosmologique passe préalablement à l'extraction du spectre de puissance par la reconstruction de cartes du ciel de ses anisotropies. C'est ce que nous illustrons dans cette section.

1.3.1 Cartes du ciel

La figure 1.8 présente l'évolution de la précision angulaire sur les cartes du fond diffus cosmologique entre :

- * COBE (à gauche) pour lequel on présente en haut le dipôle et en bas les anisotropies de température du fond diffus - une coupure sur le plan galactique est appliquée.
- * Archeops (au centre) qui couvre 30 % du ciel avec une résolution angulaire de l'ordre de 10 minutes d'arc.
- * Et enfin à droite, la carte attendue pour Planck sur tout le ciel qui permettra de mesurer de manière ultime ces anisotropies.

Nous illustrons ici l'évolution en terme de précision angulaire entre les premières mesures sur tout le ciel effectuées par COBE et ce que l'on attend de Planck.

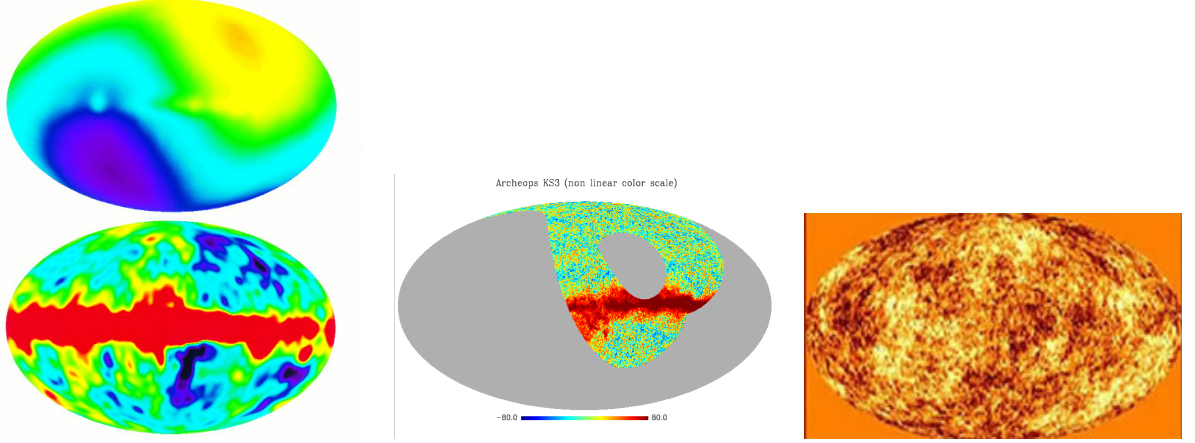


Figure 1.8 : Cartes du ciel mesurées par COBE à gauche (en haut le dipôle et en bas le CMB et la galaxie une fois le dipôle retiré), au centre carte obtenue par Archeops KS3 et enfin sur la droite simulation des anisotropies de température sur le ciel vues par Planck.

1.3.2 Résultats expérimentaux depuis 1999

Boomerang

Boomerang (pour Balloon Observationsn Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geophysics) [21] a montré pour la première fois la présence du premier pic acoustique dans le spectre de puissance des anisotropies de température du fond diffus cosmologique. L'analyse des paramètres cosmologiques a montrée que ce spectre était en accord avec la théorie du Big Bang, que l'Univers était plat, et en combinaison avec des mesures de structures à grandes échelles, que l'Univers était dominé par le terme d'énergie du vide.

Maxima

Maxima (pour Millimetric Anisotropies eXperiment IMaging Array) [24] a mis en évidence que l'Univers était plat avec la présence d'une constante cosmologique. Cette expérience a essentiellement confirmée les résultats de Boomerang, tout en étendant le spectre à de plus petites échelles angulaires.

DASI et CBI

DASI (pour Degree Angular Scale Interferometer) [23] et CBI (Cosmic Background Imager) [22] ont largement contribué à la connaissance du spectre à petites échelles angulaires.

1.3.3 Les C_ℓ et les paramètres cosmologiques mesurés par Archeops

Les résultats présentés dans cette section correspondent à l'analyse de douze heures de données sur deux bolomètres (l'un à 143 et l'autre à 217GHz) menée à bien dans la collaboration Archeops sur le vol 2002, et dont une description complète est donnée dans [20].

Spectre de puissance

Seule la partie nord de la carte a été utilisée pour le calcul des C_ℓ afin de s'affranchir du bruit de fond induit par la galaxie. Le bruit mesuré en vol pour ces détecteur est meilleur que les valeurs nominales attendues pour Planck à savoir de l'ordre de $100\mu K/\sqrt{Hz}$. Le spectre des C_ℓ mesuré par Archeops est

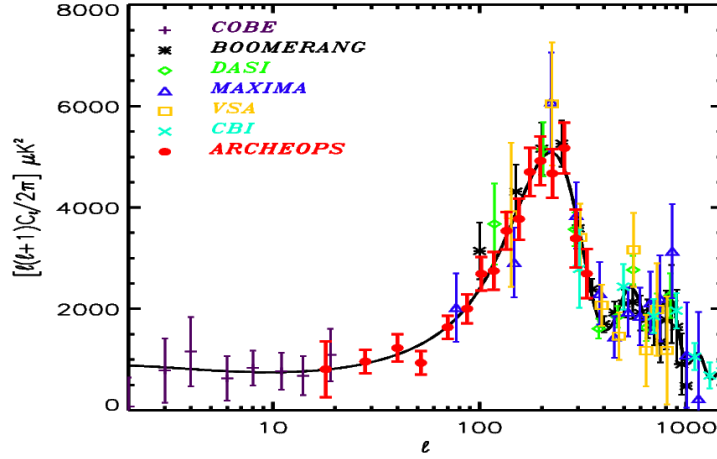


Figure 1.9 : Spectre de puissance mesuré par Archeops (en rouge) et d'autres expériences ayant publiées autour de 2002. La ligne continue correspond au meilleur ajustement du modèle cosmologique sous-jacent obtenu en ajustant également un facteur de calibration relatif des différentes expériences ("best fit model"). Ces facteurs ont été appliqués dans la figure ci-dessus et sont les suivants : 1.00, 0.96, 0.99, 1.00, 0.99, 1.00, et 1.01 pour COBE, Boomerang [21], CBI [22], DASI [23], Maxima [24] et VSA [25] (pour des erreurs déclarées de 1, 10, 4, 4, 3,5 5 et 7 %).

illustré par la figure 1.9 en 16 bins entre $\ell = 15$ et $\ell = 350$. Nous montrons également pour comparaison les résultats obtenus par quelques expériences ayant publiées peu de temps avant Archeops.

Afin d'étudier les effets systématiques pouvant affecter les résultats, plusieurs tests ont été menés à bien comme :

- un test de rotation : on analyse le signal d'un cercle en le soustrayant de celui du cercle qui le précède.
- un test de différence : on analyse le signal en temps du bolomètre à 143 GHz auquel on a soustrait le signal du 217 GHz.

Dans les deux cas il a été vérifié que le spectre de puissance correspondant était compatible avec zéro pour chaque valeur de ℓ .

De plus nous avons estimé l'effet de la contamination par la poussière (surtout présente à haut ℓ) ainsi que l'impact des incertitudes liées aux constantes de temps et aux lobes (surtout présentes à haut ℓ). Les erreurs correspondantes sont négligeables comparées aux barres d'erreur statistiques. Les barres d'erreur statistiques sont dominées à bas ℓ par la variance liée à l'échantillonnage, et à haut ℓ par le bruit de photon.

Nous remarquons sur la figure 1.9 que le but principal d'Archeops – qui était de faire la liaison entre les bas ℓ (typiquement les résultats de COBE) et le premier pic acoustique correspondant à une échelle angulaire de l'ordre du degré – a été atteint avec succès. Ajouter à cela Archeops a produit la meilleure mesure de ce premier pic avant WMAP avec une résolution $\ell_{peak} = 220 \pm 6$.

Le fait que le premier pic acoustique se retrouve autour de $\ell \simeq 200$ montre que l'Univers est pratiquement plat. La présence des pics acoustiques cohérents et multiples prouve que les fluctuations primordiales étaient des perturbations adiabatiques du genre de celles générées pendant la phase inflationnaire de l'Univers primordial.

Paramètres cosmologiques

L'extraction des contraintes sur les paramètres cosmologique à partir des C_ℓ est basée sur une grille de modèles cosmologiques inflationnaires adiabatiques décrits par sept paramètres. On effectue ensuite

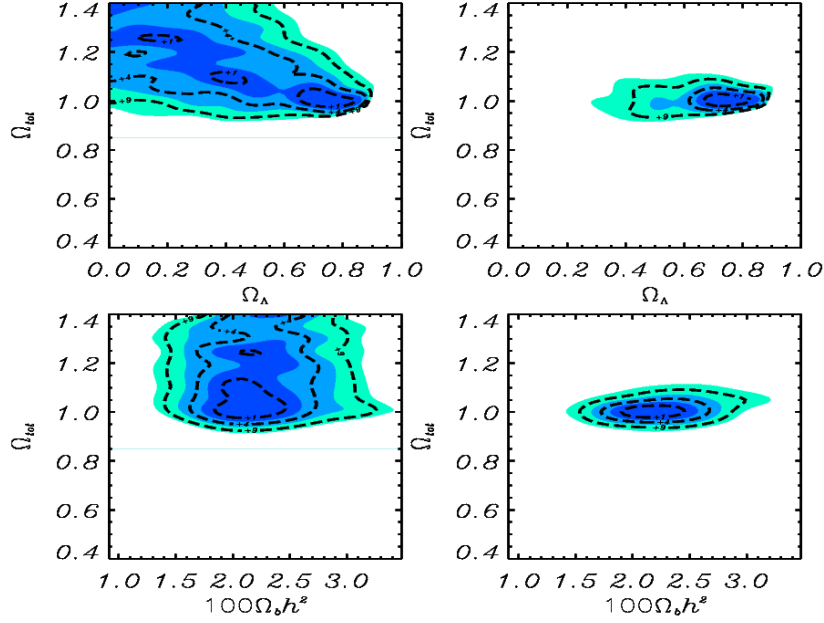


Figure 1.10 : Contours de la fonction de vraisemblance dans le plan $(\Omega_{tot}, \Omega_\Lambda)$ (en haut) et $(\Omega_{tot}, \Omega_b h^2)$ (en bas). Sur la gauche on montre les contraintes obtenues en utilisant les données d'Archeops, COBE, Dasy, Maxima, Boomerang, VSA et CBI alors que sur la droite on a ajouté la mesure de H_0 faite au HST.

une analyse par maximisation de vraisemblance.

Si l'on ne considère que les données d'Archeops, on aboutit à la limite sur $\Omega_{tot} > 0.9$. Si l'on ajoute une contrainte liée à la mesure de H_0 par le HST [26], on aboutit au résultat : $\Omega_{tot} = 0.96^{+0.09}_{-0.04}$.

En combinant le spectre des C_ℓ d'Archeops avec ceux d'autres expériences CMB (COBE, DASI, Maxima, VSA et CBI), on peut contraindre plus de paramètres et on obtient $\Omega_{tot} = 1.15^{+0.12}_{-0.17}$ pour un indice spectral $n = 1.04^{+0.10}_{-0.12}$. De plus le contenu en baryons de l'Univers est mesuré comme $\Omega_b h^2 = 0.022^{+0.003}_{-0.004}$ ce qui est compatible avec les résultats de la nucléosynthèse et avec une erreur similaire.

Enfin si l'on combine à la fois les résultats d'Archeops, la détermination de H_0 par le HST et les autres expériences CMB on obtient $\Omega_{tot} = 1.00^{+0.03}_{-0.02}$, ce qui a permis, pour la première fois, de mesurer Ω_Λ de façon indépendante des supernovae : $\Omega_\Lambda = 0.73^{+0.09}_{-0.07}$. Ces résultats sont résumés sur la figure 1.10 sans (sur la gauche) et avec (sur la droite) la contrainte liée au HST.

Conclusion

Archeops a pour la première fois permis de relier les mesures à bas ℓ de COBE et le premier pic acoustique. En combinant les résultats d'Archeops et ceux des autres expériences CMB (avant WMAP) nous avons confirmé que l'Univers était plat et en ajoutant comme contrainte la mesure de H_0 par le HST nous avons mesuré Ω_Λ de façon complètement indépendante des SN pour la première fois avec le CMB.

Une nouvelle analyse des données en 2004, plus complète, et utilisant deux méthodes complètement différentes et donnant des résultats compatibles a permis d'obtenir le spectre de puissance des anisotropies de température illustré par la figure 1.11 [83]. Pour cette analyse, les données des six meilleurs bolomètres d'Archeops ont été utilisées.

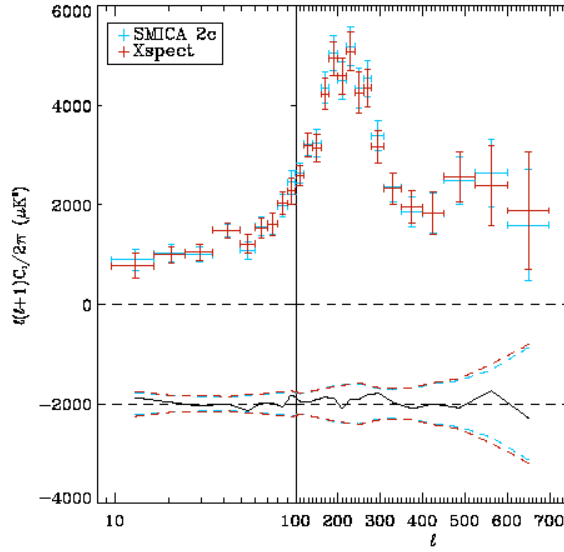


Figure 1.11 : $\ell(\ell+1)C_\ell/2\pi$ mesuré par deux méthodes différentes (SMICA et Xspect voir [83] pour plus de détails) sur les données Archeops-KS3 [83]. Les différences relatives entre les deux méthodes sont illustrées par la figure du dessous.

1.3.4 WMAP

Malgré leur excellente qualité, les résultats d'Archeops ont été rapidement éclipsés par la parution en 2003 des résultats d'une très grande précision de l'expérience WMAP-1year (Wilkinson Microwave Anisotropies Probe) [28].

Pour illustration, la figure 1.6 présente les résultats combinés des expériences WMAP et pour les plus haut ℓ BOOMERANG [30], VSA [31], CBI [32] et ACBAR [33]. La variance cosmique est représentée en gris. L'excès de puissance à bas ℓ du spectre TE indique que la réionisation a eu lieu à des redshift autour de $11 < z < 30$ à 95% de niveau de confiance.

La nouvelle analyse à 3 ans prouve l'existence des deux premiers pics acoustiques. Ces nouveaux résultats combinés avec les résultats des expériences sensibles aux petites échelles angulaires font apparaître sans ambiguïté le troisième pic. Une analyse des paramètres cosmologiques confirme que le modèle Λ CDM ajuste parfaitement les données. Les nouveaux résultats sur la polarisation ont permis d'affiner la mesure de la profondeur optique : $\tau = 0.088^{+0.028}_{-0.034}$ [29].

1.3.5 Planck

Planck, qui sera lancé en 2008, permettra avec une seule expérience de couvrir le domaine en ℓ de 1 à environ 2400. La résolution angulaire de Planck est trois fois meilleure que celle de WMAP, de plus on gagne un ordre de grandeur en sensibilité à 100GHz, et l'on couvre avec Planck de 30 à 857 GHz comme bandes de fréquences. Par conséquent, on s'attend à un spectre de puissance en température pour Planck qui soit limité par la variance cosmique jusqu'à des ℓ environ quatre fois plus grands que WMAP, ceci est représenté par la figure 1.12 qui présente les données WMAP seules sur la gauche et les simulations Planck sur la droite [34]. Le fait de la large couverture en fréquence de Planck permettra également de lutter efficacement contre les effets d'avant plans (avec une précision compétitive avec le niveau de bruit attendu).

Les prédictions en terme de sensibilité aux divers paramètres cosmologiques dépendent beaucoup des a priori que l'on a sur leurs domaines de variations et une étude fine de ce qu'apportera Planck est détaillée

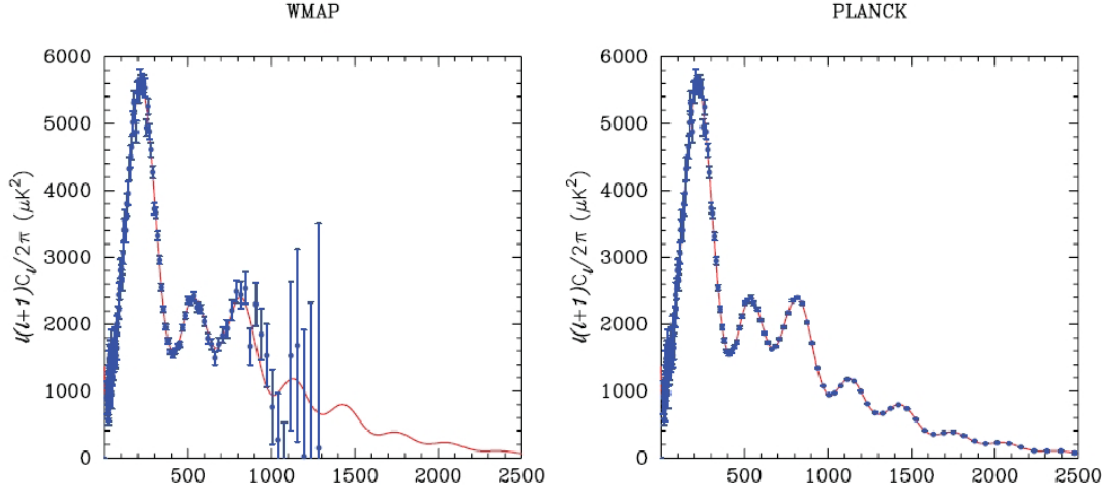


Figure 1.12 : Spectre de puissance des anisotropies de température du fond diffus cosmologique mesuré par WMAP à gauche et attendu pour Planck à droite [34].

dans [34]. Nous illustrons pour Ω_c , Ω_b et τ les prédictions typiques des contours à 1 et 3 sigmas pour WMAP (en bleu) et Planck (en rouge) sur la figure 1.14 issu de [34]. Typiquement on s'attend à mesurer les paramètres cosmologiques avec une précision de l'ordre ou inférieure au pourcent.

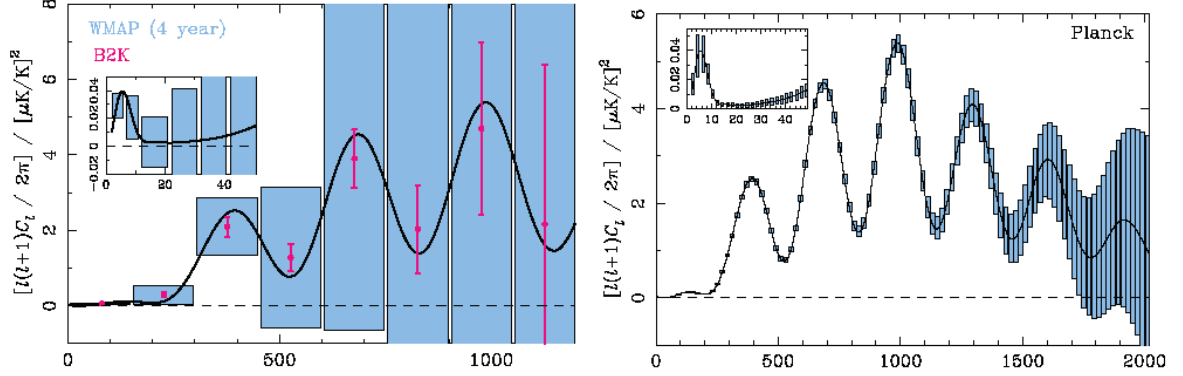


Figure 1.13 : Spectre C_ℓ^{EE} attendu pour le mode E uniquement dans le cas de WMAP et Boomerang combiné (dans le cadre d'un modèle Λ CDM) sur la gauche et pour Planck uniquement sur la droite [34].

La grande attente de Planck pour ce qui est de notre connaissance du CMB vient de l'étude de la polarisation. Comme on s'attend à ce que le signal polarisé du fond diffus ait une variance de l'ordre de $5\mu K$, ces mesures sont délicates et on donne sur la figure 1.13 le spectre C_ℓ^{TE} attendu pour le mode E uniquement dans le cas de WMAP 4ans et Boomerang combinés (dans le cadre d'un modèle Λ CDM) sur la gauche et pour Planck uniquement sur la droite [34]. De plus Planck pourrait observer, pour la première fois sur tout le ciel, les modes B, ce qui nous donnerait quelques indications sur la présence éventuelle d'ondes gravitationnelles primordiales. La figure 1.15 illustre le spectre du mode B avec les barres d'erreurs attendues pour Planck bien que la mesure ultime de ce mode ne sera pas à la portée de Planck.

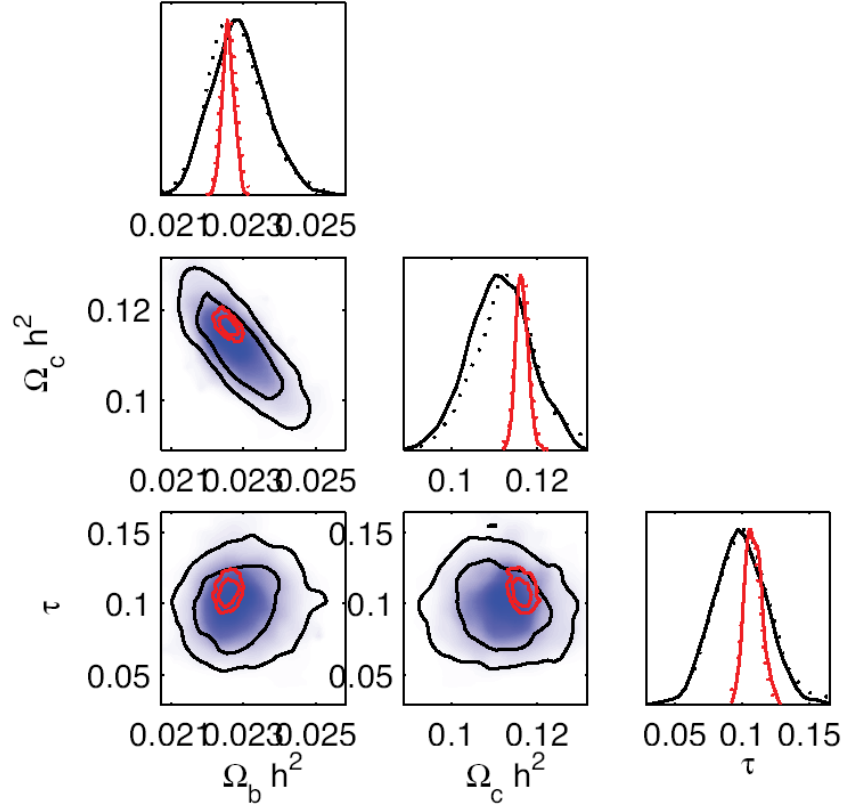


Figure 1.14 : Prédiction des distributions de probabilité attendues sur les mesures de Ω_c , Ω_b et τ . On montre dans les différents plans les contours à 1 et 3 sigmas pour WMAP (en bleu) et Planck (en rouge) [34].

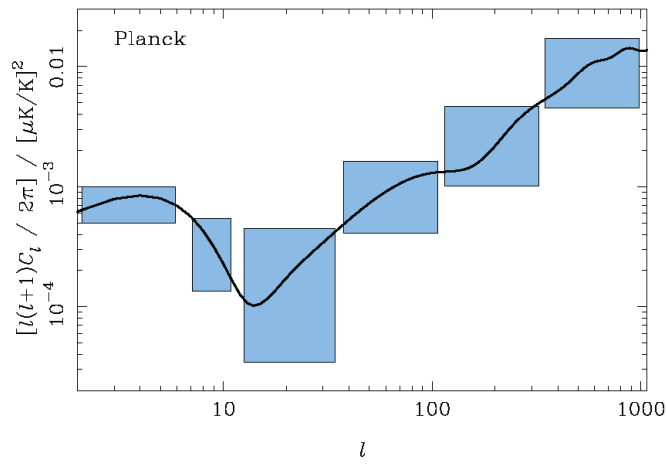


Figure 1.15 : Spectre C_l^{BB} attendu pour Planck [34].

1.4 Conclusion

Après avoir résumé brièvement l'histoire thermique de l'Univers, nous avons passé rapidement en revue les processus physiques à l'origine des anisotropies de température du fond diffus cosmologique et de leur distribution angulaire. Nous avons également montré le lien entre spectre de puissance et mesures des paramètres cosmologiques. Ceci a été illustré dans le cadre du vol KS3 d'Archeops. Nous avons enfin montré ce que l'on allait a priori améliorer en terme de précision sur les mesures des paramètres cosmologiques à partir des données de Planck.

Première partie

Etalonnage et Fibres de carbone

Chapitre 2

Planck-HFI et Archeops

Commençons par décrire les deux instruments Archeops et Planck-HFI. Tous deux ont été conçus afin de mesurer les anisotropies de température et la polarisation du fond diffus cosmologique (CMB pour Cosmic Microwave Background) avec la résolution angulaire la plus précise possible, sur tout le ciel, et de façon ultime à savoir que le bruit doit être dominé non pas par celui du système de mesure/lecture mais par le signal physique lui-même (les fluctuations statistiques du CMB). La cartographie de ces anisotropies renferme beaucoup d'information sur les propriétés de l'Univers (et principalement à petite échelle angulaire) comme nous l'avons vu à la section 1.

La principale différence entre ces deux instruments est que l'un est embarqué sur un ballon stratosphérique (Archeops) alors que l'autre est envoyé sur un satellite au point de Lagrange L2. Malgré tout, en ce qui concerne le cœur de l'instrument, la technique utilisée est la même : des bolomètres refroidis par un système de dilution à 100mK devant lesquels un système d'optique froide permet de définir la résolution angulaire nécessaire avec une bande spectrale adaptée.

Dans la suite, nous allons dans un premier temps nous intéresser à Archeops, puis détaillerons Planck-HFI. Nous verrons ensuite dans la dernière section de ce chapitre comment fonctionne un bolomètre, ce que nous utiliserons dans la majeure partie des chapitres suivants.

2.1 Archeops

Archeops est donc une expérience cryogénique et bolométrique embarquée sur ballon cherchant à mesurer les anisotropies de température dans le sub-millimétrique. Cette expérience regroupe un grand nombre de laboratoires : le CRTBT, l'APC, l'ISN/LPSC, le LAL, le CSNSM, le LAOG, l'IAS, l'IAP, l'OMP, le CEA-SPP, l'Université de Rome, Caltech (USA), le Queen Mary College (UK) et l'Université du Minnesota (USA).

Le signal du ciel est mesuré dans quatre gammes de fréquences : 143, 217, 353 et 545 GHz. Les canaux à 353 GHz et à 545GHz sont principalement dominés par les émissions des poussières galactiques et de l'atmosphère de la Terre.

2.1.1 Introduction

Le but d'Archeops est double :

- * Du point de vue scientifique : Il s'agit de mesurer les anisotropies de température du fond diffus cosmologique depuis les grandes échelles angulaires (accessibles grâce à une large couverture du ciel) jusqu'à des résolutions angulaires de l'ordre du lobe (une dizaine de minutes d'arc).
- * Du point de vue technologique : Archeops est un test grandeur nature des concepts fondamentaux de l'instrument Planck-HFI, aussi bien pour les bolomètres et l'optique froide qui sont conçus sur le

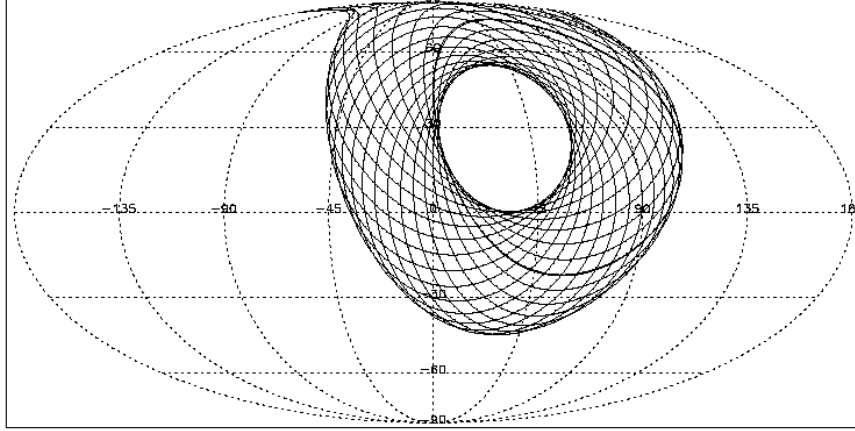


Figure 2.1 : *Stratégie d'observation d'Archeops : effectuer des cercles sur le ciel de manière à gagner en rapport signal sur bruit à chaque croisement tout en couvrant une grande partie du ciel pour avoir accès aux grandes échelles angulaires [35].*

même principe dans les deux expériences, que pour la dilution en cycle ouvert ^3He - ^4He qui permet de refroidir les bolomètres à 100mK et qui a été testée pour la première fois en vol sur Archeops.

L'originalité d'Archeops par rapport aux autres expériences CMB est que la nacelle est animée d'un mouvement de rotation uniforme. La dérive du ballon (soumis aux vents permanents régnant à 40km d'altitude) conjuguée avec la rotation de la Terre permet de cartographier de larges portions du ciel comme le montre la figure 2.1. Cette rotation de la nacelle sur elle-même s'effectue autour d'un système de pivot (deux tours par minute). Ceci induit trois contraintes majeures sur l'instrument :

- des bolomètres rapides : la vitesse de rotation de 2 rpm correspond à 3 minutes d'arc sur le ciel balayés en 5 ms. Pour obtenir une résolution angulaire de 10 minutes d'arc il nous faut donc un temps de réponse de l'ordre de quelques millisecondes.
- une mesure du pointage sophistiquée : la reconstruction de la ligne de visée sur le ciel de l'instrument à chaque instant passe par l'utilisation d'un senseur stellaire.
- un système de vérification des mouvements de la nacelle : en plus du senseur stellaire, nous embarquons à bord un GPS, des gyroscopes, et un magnétomètre respectivement utilisés pour connaître la position du ballon, la vitesse de rotation et les balancements, et enfin le nord magnétique. Ces outils nous auront aidé à reconstruire le pointage dans les cas difficiles, essentiellement durant le vol KS1 où les vents en altitude étaient très élevés.

2.1.2 Description

La nacelle et le télescope

L'ensemble de l'instrument est monté sur une nacelle pointant une élévation fixe de 41° comme le montre la figure 2.2. Le poids total de l'ensemble est de l'ordre de 500kg. Il est équipé d'un télescope Grégorien hors axe munis de deux miroirs : le primaire est parabolique avec un diamètre de 1.5m et le secondaire est elliptique de 0.8m de diamètre.

Les photons collectés par le primaire sont réfléchis par le secondaire vers la fenêtre d'entrée du cryostat. Le télescope a été conçu de manière à ce que les performances de l'optique (télescope couplé avec l'optique froide (cf. 2.1.2)) soient limitées par la diffraction, avec des FWHM¹ des lobes inférieures ou égales à 8 minutes d'arc pour des fréquences supérieures à 140GHz.

¹FWHM pour Full Width at Half Maximum.

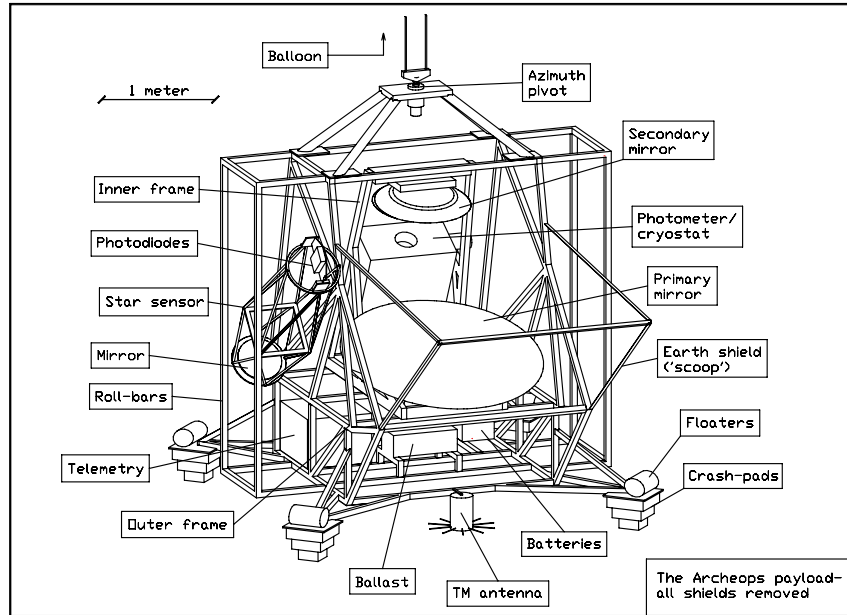


Figure 2.2 : Vue d'ensemble de la nacelle d'Archeops

Du mylar aluminisé est scotché sur la nacelle de façon à rejeter les photons ne provenant pas directement du ciel (et créant ainsi un lobe secondaire). Une structure en escalier a également été ajoutée pour les vols à Kiruna afin de réfléchir hors de l'axe de visée la lumière provenant du ballon placé au dessus.

Cryostat

Compte tenu de la largeur du plan focal, la fenêtre d'entrée du cryostat a un diamètre d'entrée de 15cm et est constituée d'un film transparent en polypropylène de quelques microns d'épaisseur capable de tenir une différence de pression de 30mbar en vol. Une vanne tiroir est installée à l'entrée du cryostat et s'ouvre quand la pression extérieure est inférieure à cette valeur. Pour les étalonnages au sol, nous installons une fenêtre en polyéthylène de 15mm d'épaisseur au dessus de cette vanne que l'on ouvre une fois le vide fait entre cette fenêtre et la vanne.

L'optique froide

Le but premier d'Archeops est de mesurer les anisotropies de température du CMB. Pour cela le contrôle des fuites spectrales et des effets de lobes lointains est critique. Archeops utilise donc la même configuration pour son optique froide que celle définie pour Planck-HFI, à savoir une configuration en trois couches comme le montre la figure 2.3 pour les canaux non polarisés.

A l'intérieur du cryostat, les photons convergent à l'entrée d'une paire de cornets corrugués dos-à-dos (back to back ou B2B dans la suite). Ce guide d'onde se comporte comme un filtre passe haut pour la réponse spectrale du système (cf. figure 2.10 pour Planck). A la sortie du second cornet se trouve une lentille et un bloc de filtres permettant de sélectionner la longueur d'onde désirée (ils rejettent les hautes fréquences). Une seconde lentille est placée à l'entrée du troisième cornet permettant de contrôler les lobes et de focaliser la radiation sur le bolomètre placé au trou de sortie de ce dernier cornet (qui sert également de filtre passe bas en fréquence).

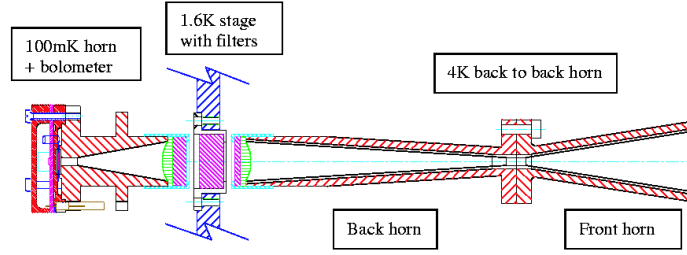


Figure 2.3 : L'optique froide dans Archeops

Ces différents composants sont rattachés chacun à des étages en température différents permettant de réduire le niveau de bruit de fond sur le bolomètre et sur le frigo. Pour Archeops, les cornets back-to-back sont installés sur une plaque refroidie par les vapeurs d'Helium provenant du réservoir d'Helium liquide à 4.2K. Typiquement en vol avec le bruit de fond du télescope et de l'atmosphère la température de cette plaque atteint 10K. Les filtres intermédiaires entre les cornets B2B et le cornet 100mK sont placés sur l'étage à 1.6K refroidi par une détente Joule Thomson du mélange ^3He - ^4He .

Bolomètres et dilution

Les photons ainsi collectés par les miroirs et sélectionnés par l'optique froide arrivent ensuite sur des bolomètres (détecteurs convertissant le rayonnement en chaleur, et sensibles aux variations de température, dont le principe de fonctionnement est largement détaillé dans la section 2.3). Ils sont conçus sur le même modèle que ceux de Planck-HFI. Par contre, les voies à 353GHz sont munies à l'étage 1.6 K d'une optique permettant, grâce à un polariseur, de séparer les deux états de polarisation linéaire du signal incident (parallèle et perpendiculaire au polariseur) en les envoyant séparément sur un bolomètre (ce système est appelé OMT pour Ortho-Mode Transducer). Cette technique est différente de celle d'HFI qui utilise des PSB.

Les bolomètres sont positionnés sur le plan focal qui est refroidi à 100mK par un système de dilution ^3He - ^4He en cycle ouvert (Open Cycle Dilution Refrigerator [36]). Cet étage est installé au dessus d'un réservoir d'hélium liquide à 4.2K.

La dilution se produit à la surface de bulles d' ^3He maintenues par leur tension de surface dans des capillaires très fins remplis d' ^4He . Le mélange est ensuite récupéré par l'intermédiaire d'une pompe à charbon pour être redistiller ultérieurement en laboratoire (dans le cas de Planck il est directement éjecté dans l'espace).

Des fils de kevlar (excellent isolant thermique) permettent de supporter la platine où sont placés les bolomètres en évitant tout contact avec les autres éléments du cryostat. Les fils électriques servent de structure mécanique à l'échangeur dans lequel circulent l' ^3He et ^4He .

Le senseur stellaire

Le senseur stellaire (SST) est un télescope de 40 cm de diamètre dont le but est d'observer les étoiles dans le visible. Il est équipé d'une barrette de 46 photodiodes couvrant une surface de 1.5° d'élévation (1.9 minute d'arc par diode). Il permet de détecter de une à cinq étoiles de magnitude supérieure ou égale à 6 par seconde avec une résolution de l'ordre de la minute d'arc.

2.1.3 L'ordinateur de bord

Un ordinateur de bord pilote l'expérience et compresse les données qui sont enregistrées à bord. Pendant les quatre premières heures de vol les données sont également entièrement récupérées en ligne

via une télémétrie rapide au sol (110kbit/sec). De plus pendant toute la durée du vol la télémétrie satellite avec un débit plus faible (1kbit/sec) nous permet de contrôler l'expérience.

2.1.4 Les différents vols d'Archeops

Caractéristiques des vols

Un premier vol de test a eu lieu en juillet 1999 au départ de Trapani (Sicile), ce qui a permis d'enregistrer 4 heures de données avec 3 bolomètres [37]. Les campagnes scientifiques se sont déroulées sur plusieurs mois durant deux hivers arctiques sur la base d'Esrange à Kiruna (Suède) :

- * Le premier vol en janvier 2001 pour lequel un des débit-mètres a mal fonctionné et qui a donc été arrêté d'urgence pour un atterrissage en Finlande.
- * Le second vol (KS1) a eu lieu le 29 janvier 2001. Le plan focal était équipé de 22 bolomètres : 8 à 143GHz, 6 à 217, 6 à 353, 2 à 545 et un aveugle. Les bolomètres à 353GHz étaient équipés de polariseurs au niveau de l'étage à 1.6K. Le ballon est resté 7h30 au plafond de Kiruna à Skytyvkar en Russie.
- * Un troisième vol en janvier 2002 (KS2) pour lequel un problème sur le ballon a entraîné un atterrissage d'urgence en Finlande.
- * Un quatrième et dernier vol (KS3) autorisé après une longue discussion avec le CNES pour lequel nous avons eu l'autorisation de survoler la Sibérie ce qui n'était pas le cas en 2001. Archeops a donc pu voler 22h00 dont 12 heures de nuit et a atterri à Noril'sk en Russie

Le choix de la base de Kiruna (par rapport à Trapani par exemple) pour le lacement du ballon est que nous pouvons profiter de la longue nuit polaire pour faire un vol long.

Les trajectoires

La fenêtre de vol est déterminée par le CNES en fonction des contraintes de la collaboration (voir Jupiter, ne pas voir le soleil ni la lune...) mais également des contraintes de conditions de lancement au sol (pas de chutes de neige, priorité ou non par rapport à d'autres lancements...).

La prédiction de la trajectoire faite par le bureau de météorologie locale du CNES se fait à partir de la connaissance des vents dans la stratosphère que l'on estime via des ballons sondes et par des modèles de circulation des masses d'air en altitude.

Du côté de la collaboration, les contraintes minimales requises pour décider d'un lancement étaient de passer devant Jupiter une fois le plafond atteint (pour reconstruire les lobes cf. chapitre 9) et avoir le soleil en dessous de l'horizon pendant la majeure partie du vol (pour réduire le bruit de fond). Nous montrons en exemple la figure 2.4 qui décrit les positions en élévation du soleil, de la lune, de Jupiter et de Saturne en fonction de l'heure attendues pour la journée du 15 janvier 2002 et qui permet de déterminer l'heure d'un éventuel lancement.

La figure 2.5 montre un exemple de simulation de la trajectoire estimée par le CNES pour la journée du 12/12/2001 dans le cas d'un lancement à 11 heures UT avec un ballon de 600 000 m^3 .

2.1.5 Résultats

Nous avons détaillé les résultats scientifiques obtenus par la collaboration dans le chapitre 1.2.1. Pour ce qui est des conditions de fonctionnement de l'instrument, il est à noter que le cryostat a fonctionné de façon nominale durant les vols scientifiques à Kiruna permettant de refroidir les bolomètres en dessous de 100mK (typiquement entre 90 et 100 pour le vol de février 2002). Nous avons mesuré des bruits sur les bolomètres meilleurs que ceux nécessaires au bon fonctionnement de Planck-HFI (cf. section 2.3). De plus, malgré de forts vents dans la stratosphère nous avons pu reconstruire le pointage du vol de janvier 2001 avec succès.

Entre les vols de 2001 et ceux de 2002 nous avons effectué quelques changements sur l'instrument afin de réduire le bruit de fond notamment :

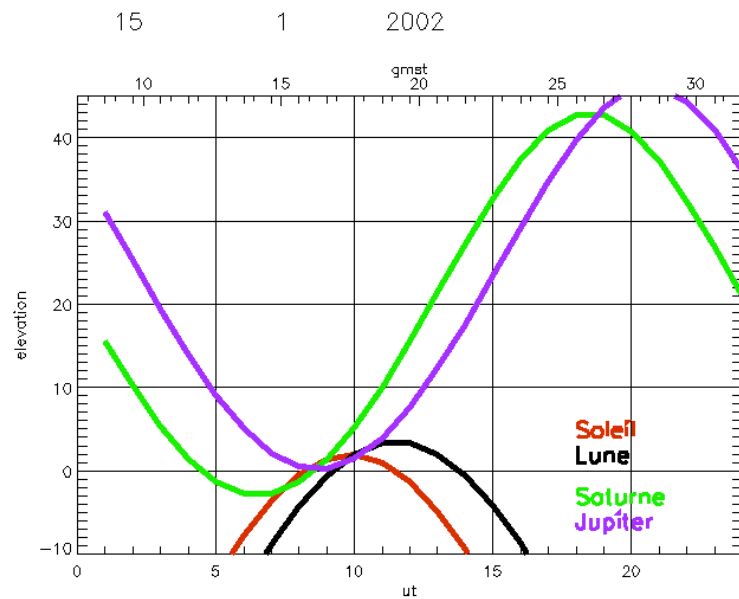


Figure 2.4 : Position de la lune, du soleil, de Jupiter et de Saturne dans le ciel prévues pour la journée du 15 janvier 2002 en fonction de l'heure (UT).

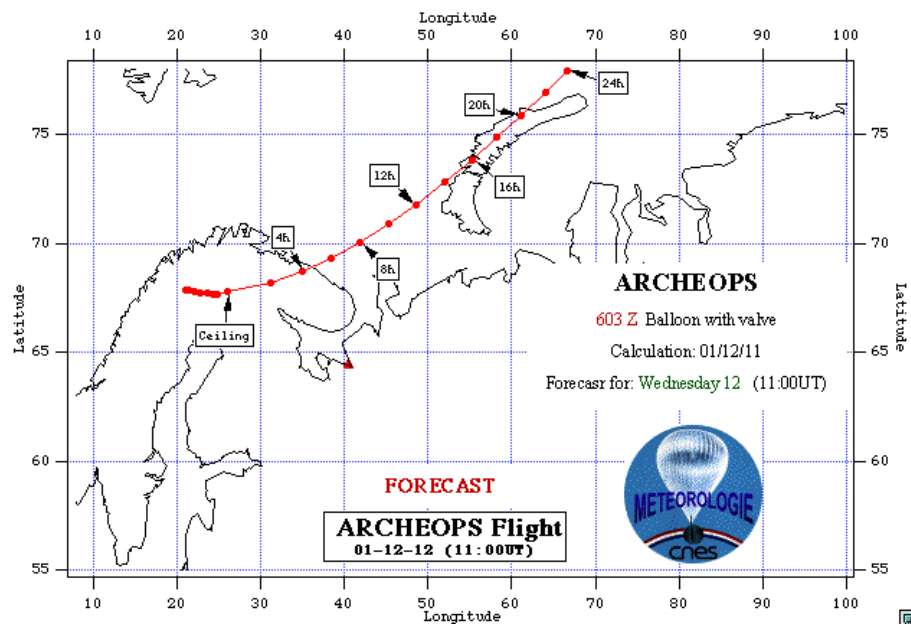


Figure 2.5 : Trajectoire simulée d'un éventuel vol le 12 décembre 2001.

- * Nous avons retiré les bolomètres dits “Trapani” munis d’un support plus volumineux et induisant des fuites optiques entre les étages à 100mK et à 1.6K (cf. chapitre 4).
- * Nous avons collé les connecteurs des bolomètres afin de réduire la diaphonie électrique entre les différentes voies.
- * Le pivot ainsi que les piles d’alimentations de l’instrument ont été montés sur la chaîne de vol à 70m au dessus de la nacelle afin de réduire le bruit électrique induit par les câbles d’alimentation et le moteur, et afin d’amortir les vibrations de la nacelle liées à la rotation.
- * Les escaliers sur la nacelle permettant de reflouer la lumière provenant du ballon vers le ciel ont été largement améliorés.
- * L’optique froide a été complètement nettoyée améliorant considérablement la transmission des cornets (notamment au niveau des corrugations des B2B).

De cette façon nous avons atteint un niveau de bruit sur les bolomètres compatibles avec les modèles théoriques [38] typiquement à 143GHz pour le vol de février 2002 un bruit de $12.3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ mesuré pour $9.9 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ attendu contre $35 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ mesuré pour $15 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ attendu pour le vol de janvier 2001.

2.2 Planck HFI

Planck est une mission spatiale faisant partie du programme scientifique Horizon 2000 de l’ESA. Elle sera lancée autour de 2008 par une fusée Ariane 5 ECA (10 tonnes) conjointement avec la mission First-Herschel [39] (pour l’observation du ciel dans l’infrarouge lointain).

2.2.1 Description

Le satellite

Planck sera envoyé au point de Lagrange L2 et orbitera autour de ce point instable comme le montre la figure 2.6. Il observera ainsi le ciel en effectuant des cercles (1 tour par minute environ) durant une durée nominale de 15 mois ce qui correspond à deux couvertures complètes du ciel. Toutes les 60 minutes l’axe de rotation du satellite sera déplacé de 2.5 minute d’arc afin de suivre le mouvement de la Terre autour du soleil.

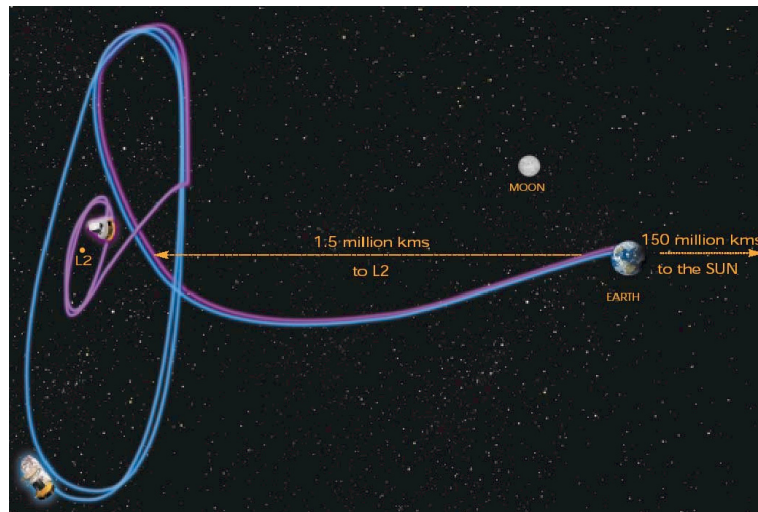


Figure 2.6 : Illustration du transfert de Planck et Herschel de la Terre jusqu’à leur orbite autour de L2.

Il est composé d'un télescope hors axe de 1.5 m de diamètre apparent (1.7 m de diamètre pour le primaire et 1 m pour le secondaire). Deux instruments sont installés au plan focal : LFI (pour Low Frequency Instrument) et HFI (pour High Frequency Instrument). LFI couvre trois bandes de fréquences : 30, 44 et 70 GHz et est équipé de radiomètres (HEMT) refroidis à 20K. HFI est constitué de bolomètres (cf. section 2.2.2).

La fenêtre quotidienne de visibilité de Planck depuis la Terre durera environ 6 heures, temps que le satellite doit se partager avec Herschel pour transmettre ses données. Les données seront transmises tous les jours vers une antenne de l'ESA à Perth en Australie. C'est également durant cette période qu'on enverra des commandes au satellite si nécessaire. De là les données seront transférées au centre des opérations (ESOC pour European Space Operation Center) à Darmstadt.

2.2.2 Planck-HFI

Le cœur de l'instrument de Planck-HFI est composé de bolomètres (cf. section 2.3) en forme de toile d'araignées qui mesureront le signal du ciel dans six gammes de fréquences : 100, 143, 217, 353, 545, et 857 GHz. Le choix des bandes de fréquence a été optimisé pour réduire le bruit de fond (principalement la galaxie à haute fréquence), reconstruire le CMB et détecter l'effet SZ. La disposition des bolomètres dans le plan focal est montré sur la figure 2.7. Certains sont sensibles à la polarisation linéaire : les PSB (pour Polarization Sensitive Bolometer) [40]. Ils sont construits sur le même principe que les toiles d'araignées mais sont composés de deux grilles absorbantes placées perpendiculairement l'une au dessus de l'autre. De cette façon les deux grilles profitent de la même optique froide contrairement aux OMT sur Archeops. Une représentation schématique de la disposition des bolomètres sur le plan focal est montrée sur la figure 2.7 : les PSB sont représentés par des carrés/losanges montrant les deux directions de polarisation. Nous pouvons ainsi remonter aux cartes du ciel (et du CMB) polarisées.

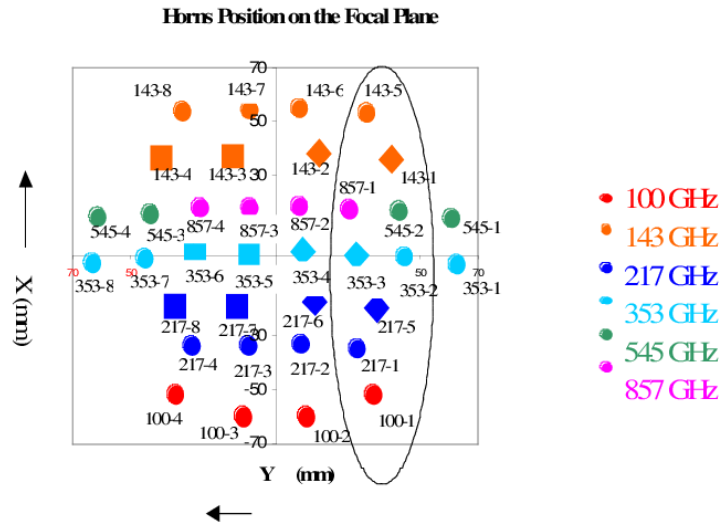


Figure 2.7 : Schéma de la position des cornets et répartition par bande de fréquence (100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz). Les carrés/losanges représentent les PSB et les directions de polarisation auxquelles ils sont sensibles. Les cornets entourés montrent ceux qui avaient été installés pour le CQM. La direction de balayage sur le ciel est indiquée par la flèche horizontale (de droite à gauche).

La mise en oeuvre de Planck-HFI s'effectue en deux phases : le CQM pour Modèle de Qualification Cryogénique qui a été assemblé et testé dans une cuve d'étalonnage dédiée en 2004, et le PFM pour Planck Flight Model dont les tests ont démarré au printemps 2006. Le CQM est une version minimaliste du système équipé seulement de quelques voies de mesure alors que le PFM sera le modèle de vol. Voyons

les caractéristiques de chacun de ses modèles.

Pour le CQM, seuls 9 bolomètres étaient placés au plan focal : deux à 143 GHz (le 143-1 et le 143-3), un à 545 GHz (545-2), un à 857 GHz (857-1), 3 à 353 GHz (353-3 et 353-2), deux à 217 GHz (217-5 et 217-1) et enfin un à 100 GHz (100-1). Le PFM (Planck Flight Model) accueille 36 bolomètres dont 16 PSBs (chaque PSB représente deux voies de mesure bolométriques). Les caractéristiques correspondantes en terme de sensibilité sont résumées dans le tableau 2.8.

Tout comme dans Archeops, les cornets B2B permettent un bon couplage des détecteurs avec le télescope et le ciel, une série de filtre, des cornets et de lentilles définissant la bande passante. Dans HFI les B2B sont refroidis à 4K réduisant ainsi la puissance incidente sur les étages inférieurs (cf. fig. 2.9).

Fréquence centrale (GHz)	100	143	217	353	545	857
Résolution spectrale ($\nu/\Delta\nu$)	3	3	3	3	3	3
Nombre de bolomètres	0	4	4	4	4	4
Nombre de PSB	8	8	8	8	0	0
FWHM du lobe (minutes d'arc)	9.2	7.1	5.0	5.0	5.0	5.0
Sensibilité par pixel ($\mu K/K$)	2.8	2.2	4.8	15	147	6700
Sensibilité par pixel U et Q ($\mu K/K$)	4	4.2	9.8	30	-	-
Sensibilité en flux/pixel (mJy)	14.0	10.2	14.3	27	43	49

Table 2.8 : Paramètres de l'instrument pour chaque voie de détection bolométrique

La réponse spectrale des détecteurs qui est définie par l'ensemble des filtres et de cornets sur les différents étages cryogéniques est illustrée pour la bande à 143GHz de Planck sur la figure 2.10 [41]. La réponse spectrale globale de la bande à 143GHz est montrée par la courbe noire, les courbes en couleur correspondant aux différents filtres.

2.2.3 Cryogénie

La sensibilité extrême des bolomètres de Planck-HFI ne peut être obtenue que via leur utilisation à très basse température qui, tout comme dans Archeops, est de l'ordre de 100mK.

Pour atteindre cette température, la chaîne de refroidissement est composée de plusieurs éléments :

- Tout d'abord une température de 60 K est atteinte par l'utilisation de radiateurs passifs.
- Ensuite vient un système basé sur une détente Joule-Thomson de l'hydrogène qui permet d'atteindre une température de l'ordre de 20K et qui est commune aux deux instruments HFI et LFI.
- Les étages inférieurs sont ensuite spécifiques à HFI : l'étage 4K est réalisé par une détente Joule-Thomson d'Hélium utilisant un compresseur mécanique.
- L'étage à 1.6K est atteint grâce à une détente Joule-Thomson du mélange ^3He - ^4He .
- Et enfin vient l'étage de la dilution en cycle ouvert d' ^3He dans l' ^4He . Le principe de fonctionnement de cette dilution a été mise au point au CRTBT [36]. Sa puissance de refroidissement dépend des débits d' ^3He et d' ^4He : pour un débit de 12 $\mu\text{mole/s}$ on obtient une puissance de refroidissement de 100nW à 0.1K.

L'architecture cryogénique pour les étages inférieurs au 4K est illustrée par la figure 2.9 à gauche. La mise en froid de HFI démarrera peu de temps après le décollage (de même, les débits seront fixés à leurs valeurs nominales dès le départ) et il est prévu d'obtenir 100mK environ deux mois après le lancement, ce qui correspond au temps nécessaire à l'instrument pour se propager jusqu'à L2.

2.2.4 Planck vs. Archeops

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, l'instrument Planck-HFI est très semblable à Archeops. En terme de détecteurs, d'optique froide, de cryogénie à 100mK, de stratégie d'observation il n'y a pas de différences fondamentales entre les deux expériences. Par contre sur HFI nous disposerons :

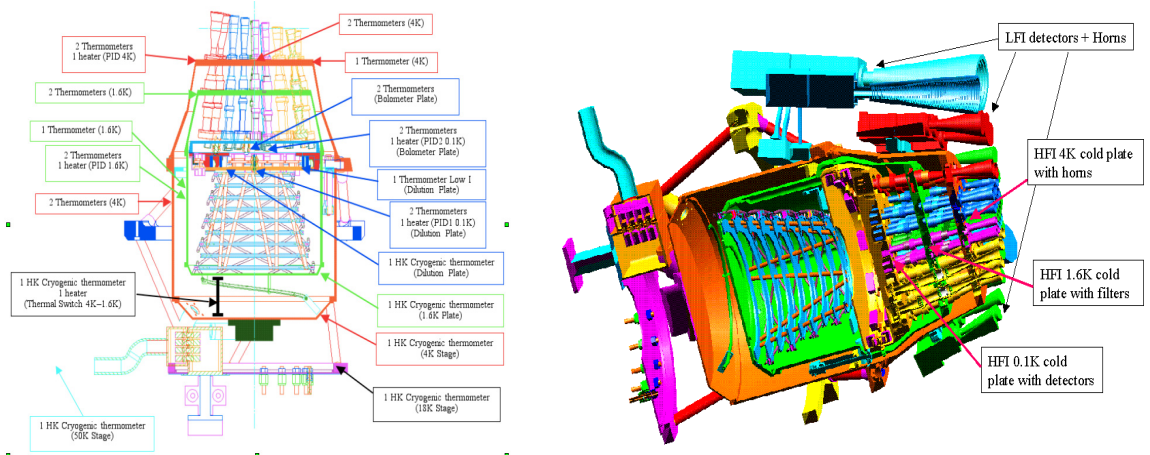


Figure 2.9 : Sur la gauche : architecture cryogénique de HFI (entre le 4K et l'étage à 100mK). Sont aussi représentés les thermomètres de contrôle installés sur les différents étages. Sur la droite : représentation assemblée des deux détecteurs HFI (au centre) et LFI (en périphérie).

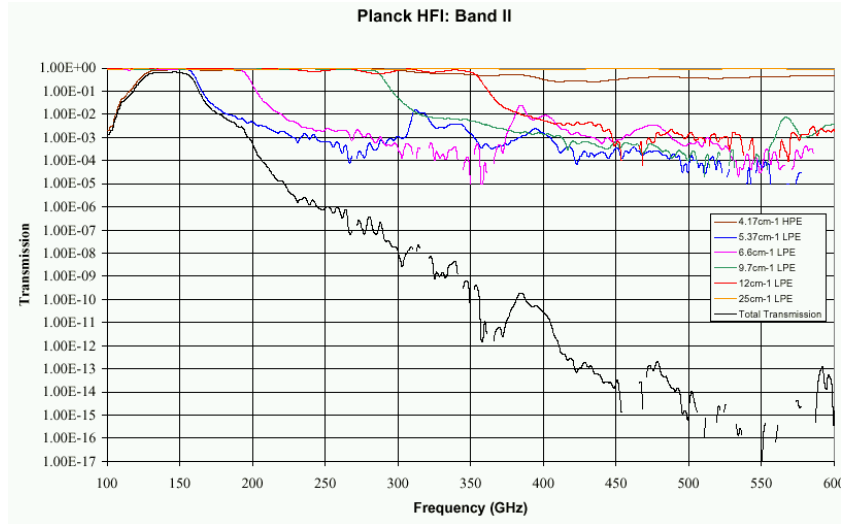


Figure 2.10 : Transmission spectrale de la bande à 143GHz de Planck HFI filtre par filtre et globalement (en log-log) [41]

- * d'un temps d'observation beaucoup plus important (600 jours minimum pour HFI), sur tout le ciel avec une grande redondance,
- * de fréquences d'observations supplémentaires (à 100 et 857 GHz) permettant de mieux lutter contre les effets d'avant plans 1.2.6),
- * de détecteurs sensibles à la polarisation à chaque fréquence (sur Archeops seuls les canaux à 353GHz étaient polarisés),

Les données de Planck-HFI seront donc a priori environ 100 fois plus précises que celles d'Archeops, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1.2.1 en terme de C_ℓ .

2.3 Les Bolomètres

Cette section détaille les équations régissant le fonctionnement des bolomètres, détecteurs qui sont au cœur des instruments Archeops et Planck-HFI.

2.3.1 Principe de fonctionnement

Un schéma explicatif de ces détecteurs est montré par la figure 2.11 à gauche : ils sont composés d'un absorbeur et d'un thermomètre fixés sur un substrat qui est relié à un bain isotherme via un lien thermique. L'absorbeur transforme une puissance incidente P_{rad} en chaleur. Le thermomètre permet de mesurer cet échauffement (en utilisant des semi-conducteurs comme thermomètres nous tirons alors partie de la diminution de la valeur de leur résistance quand la température augmente). Le lien thermique sert à évacuer la chaleur non seulement due à l'absorption de P_{rad} mais aussi à la puissance électrique nécessaire à la mesure des variations de résistance du thermomètre. En envoyant un courant donné aux bornes du bolomètre pour mesurer sa tension, le système est autostabilisé : toute élévation notable de la température (due à une puissance incidente) se traduit par une diminution de la résistance du thermomètre, et donc par une diminution de la puissance dissipée par effet Joule dans la résistance (lors de la mesure de sa température).

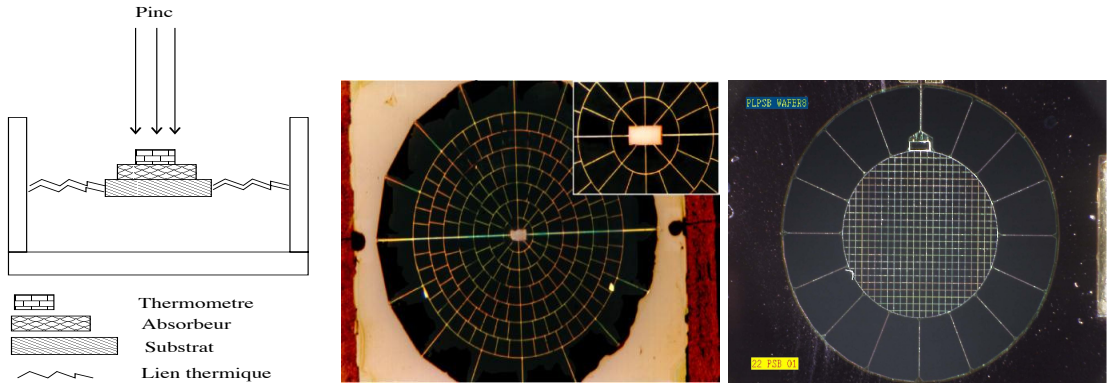


Figure 2.11 : A gauche : principe de fonctionnement d'un bolomètre. Au centre : photographie des bolomètres en forme de toile d'araignée utilisés dans Archeops et dans Planck-HFI. Au centre est placé le thermomètre à partir duquel partent les bras de la grille de l'absorbeur. A droite : photographie d'un PSB (bolomètre sensible à la polarisation linéaire). Le diamètre de la grille est de 2.6mm. Les deux grilles des deux bolomètres sont superposées sur la photo.

Dans le cadre d'Archeops et de Planck-HFI, nous utilisons des bolomètres réalisés au JPL (Jet Propulsion Laboratory basé à Caltech) dont deux photographies sont données sur la figure 2.11. Leur absorbeur est constitué d'une grille en forme de toile d'araignée en nitrure de Silicium Si_3N_4 d'un micron d'épaisseur

recouverte d'une couche d'or. Au centre de la grille est placé un thermomètre semi-conducteur en Germanium NTD (25x100x100 μm). Le diamètre de la toile est de l'ordre de 5mm, elle est supportée par 8 ou 16 bras qui assurent la fuite thermique.

Les avantages d'une telle structure sont les suivants :

- * filtrage en fréquence : si la longueur d'onde du rayonnement incident est inférieure à la taille moyenne de la maille de la toile (de 100 à 300 μm), ce rayonnement n'interagit pas avec le réseau de la toile qui lui est ainsi transparente. La micro-grille de l'absorbeur joue donc le rôle d'un filtre passe-bas. Nous pouvons alors optimiser les dimensions de la toile en fonction de la gamme de longueur d'onde du rayonnement auquel nous nous intéressons.
- * faible sensibilité aux vibrations : du fait de la faible masse du système, la fréquence de résonance mécanique globale est très élevée : le bolomètre est donc peu sensible aux vibrations (lors du lancement notamment, mais aussi celles liées au fonctionnement du satellite, des frigos...)
- * faible facteur de remplissage : du fait de sa structure en toile d'araignée, la probabilité d'interaction des particules de haute énergie (rayons cosmiques...) avec le bolomètre est très faible.
- * faible capacité calorifique : permettant d'obtenir une grande sensibilité et de faibles constantes de temps.

En ce qui concerne le bruit, nous utilisons le fait que plus la température du bolomètre est basse, plus le bruit est faible. Dans le cadre de Planck et d'Archeops, nous refroidissons donc les détecteurs à 100mK (il n'est pas utile de refroidir davantage puisque nous sommes déjà, à ces températures, dominés par le bruit de photons intrinsèque au signal recherché du fond diffus cosmologique). La sensibilité de tels bolomètres à ces températures est de l'ordre de $10^{-17}\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour une constante de temps de l'ordre de 5ms. Nous allons détailler ces chiffres dans les sections suivantes.

2.3.2 Equations fondamentales du bolomètres

Le fonctionnement du bolomètre est essentiellement régi par quatre équations :

* **l'équation de rayonnement :**

Cette équation nous donne la puissance correspondant au rayonnement incident sur le le bolomètre :

$$P_{\text{rad}} = \sum_i \int_{\nu_1}^{\nu_2} \epsilon_i(\nu) \tau_i(\nu) B_i(\nu, T) d\nu \quad (2.1)$$

et qui n'est autre que l'intégrale dans la bande de fréquence considérée du flux émis par les composantes émissives du système (ciel mais aussi étages cryogéniques par exemple). Nous notons ϵ_i l'émissivité de la composante en question, B_i le spectre de cette même composante, et τ_i la transmission de l'optique pour la bande de fréquence considérée. Pour distinguer le "signal" du "bruit de fond" (ie les composantes du ciel par rapport aux composantes provenant du fonctionnement de l'instrument) nous pouvons moduler le signal physique arrivant sur le bolomètre : dans Archeops et dans Planck, c'est la rotation de la nacelle/du satellite qui permet d'assurer cette discrimination au cours du processus d'analyse des données.

* **l'équation électrique :**

Il s'agit tout simplement de la loi d'Ohm au niveau du thermomètre :

$$P_{\text{Joule}} = R(T) I^2 \quad (2.2)$$

où T est la température du bolomètre. Dans le cas de semi-conducteurs dopés la résistance s'exprime sous la forme :

$$R = R_{\infty} \exp\left(\frac{T_{\text{trans}}}{T}\right)^a \quad (2.3)$$

les paramètres R_∞ , T_{trans} et a sont mesurés sur les bolomètres lors de leur fabrication. Nous introduisons souvent la quantité α définie par :

$$\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2.4)$$

qui décrit la dépendance en température des propriétés électriques du bolomètre.

* **l'équation de la capacité calorifique :**

$$P_c = C \frac{dT}{dt} \quad (2.5)$$

qui est liée à la réponse en temps du système lors de l'augmentation de sa température. Typiquement la capacité calorifique pour les bolomètres de Planck et Archeops est de 0.4 pJ/K.

* **l'équation thermique :**

La puissance totale absorbée par le bolomètre s'écrit donc sous la forme :

$$P_{\text{tot}} = P_{\text{rad}} + P_{\text{Joule}} - P_c \quad (2.6)$$

En même temps cette puissance doit être évacuée par la fuite thermique : P_{tot} est donc reliée à la conductance dynamique G_d de la fuite thermique (qui définit la quantité de chaleur que peut évacuer le bolomètre) :

$$P_{\text{tot}} = \int_{T_0}^T G_d(T) dT \quad (2.7)$$

Ici T_0 est la température du bain et T la température à laquelle est chauffée le système. Cette équation peut se modéliser sous la forme d'une loi de puissance [42] :

$$P_{\text{tot}} = \frac{T_b G_0}{\beta + 1} \left[\left(\frac{T}{T_b} \right)^{\beta+1} - \left(\frac{T_0}{T_b} \right)^{\beta+1} \right] \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

Dans ce cas T_b est une température de référence que l'on prendra égale à 100mK, G_0 la valeur de la conductance thermique pour $T = T_b$, et β , de l'ordre de l'unité, est propre à chaque bolomètre. Les valeurs correspondantes pour les bolomètres du CQM de Planck-HFI sont données à titre d'exemple dans le tableau 6.13. L'équation 2.7 revient à écrire la conductance thermique dynamique sous la forme :

$$G_d = G_0 \left(\frac{T}{T_b} \right)^\beta \quad (2.10)$$

Constante de temps

Si nous appliquons de petites fluctuations autour des valeurs d'équilibre de la façon suivante :

$$P_{\text{rad}} \rightarrow P_{\text{rad}} + q(t) \quad (2.11)$$

$$T_{eq} \rightarrow T_{eq} + \Delta T(t) \quad (2.12)$$

$$R(T_{eq}) \rightarrow R(T_{eq}) \left(1 + \alpha \frac{\Delta T}{T_{eq}} \right) \quad (2.13)$$

$$P_{\text{Joule}} \rightarrow R(T_{eq}) \left(1 + \frac{\alpha \Delta T}{T_{eq}} \right) I^2 \quad (2.14)$$

$$P_c = 0 \rightarrow C \frac{d\Delta T}{dt} \quad (2.15)$$

L'équation (2.6) devient :

$$G_d(T_{eq})\Delta T = q(t) + \alpha R(T_{eq})\frac{d\Delta T}{T_{eq}}I^2 - C\frac{d\Delta T}{dt}, \quad (2.16)$$

ou encore :

$$q(t) = \Delta T(G_d - \frac{R\alpha I^2}{T_{eq}}) + C\frac{d\Delta T}{dt} \quad (2.17)$$

Si nous définissons la conductance thermique effective comme :

$$G_e = G_d - \frac{R\alpha I^2}{T} \quad (2.18)$$

où le second terme de cette équation est liée à la contre réaction thermique due au courant de mesure. Le principe en est simple : pour une puissance incidente qui augmente, la resistance du bolomètre diminue et comme le bolomètre est alimenté en courant, la puissance Joule dissipée dans le système décroît également : au final le bolomètre se refroidit.

Nous en déduisons que la constante de temps effective du système s'écrit :

$$\tau_e = \frac{C}{G_e} \quad (2.19)$$

$$= \frac{C}{G_d - \alpha \frac{RI^2}{T}}. \quad (2.20)$$

Si nous revenons sur la relation entre conductance thermique et constante de temps : à l'équilibre la puissance liée à la capacité calorifique s'annule et l'équation (2.6) devient :

$$P_{tot} = P_{rad} + P_{Joule} \quad (2.21)$$

$$\int_{T_0}^T G_d(T)dT = P_{rad} + RI^2 \quad (2.22)$$

La conductance de la fuite thermique joue un très grand rôle car plus elle est petite plus le bolomètre va être sensible. D'un autre côté on ne peut pas réduire indéfiniment sa valeur pour deux raisons :

- * G_d doit être suffisamment grande pour permettre d'évacuer toute la puissance qui arrive sur le bolomètre (dont le signal physique ne représente qu'une petite partie)
- * La constante de temps τ des bolomètres doit être suffisamment petite pour appréhender les changements de puissance incidente en fonction du temps (passages dans la galaxie, sources ponctuelles...) or cette constante de temps est inversement proportionnelle à G_d :

$$\tau \simeq \frac{C}{G_d} \quad (2.23)$$

C étant sa capacité calorifique.

2.3.3 Le bruit

La mesure de bruit s'exprime en terme de NEP (pour Noise Equivalent Power) qui correspond à la puissance incidente sur le détecteur qui produit un signal égal au rms du bruit pour un temps d'intégration d'une demi seconde. Il s'exprime en W/\sqrt{Hz} . Nous parlons aussi parfois de NEV (pour Noise Equivalent Voltage) qui s'exprime en V/\sqrt{Hz} et qui est ce que l'on mesure directement via les spectres de Fourier des données brutes. Nous passons des NEP aux NEV en utilisant la sensibilité \mathcal{S} (en V/W) :

$$NEP = \frac{NEV}{\mathcal{S}}. \quad (2.24)$$

Le bruit total sur un système bolométrique est la somme quadratique du bruit du thermomètre (ou bruit Johnson), du bruit le long de la fuite thermique (ou bruit thermique), du bruit de photons, et de celui du système de lecture. Si nous négligeons ce dernier dans un premier temps nous avons la relation :

$$NEP_{\text{tot}}^2 = NEP_{\text{johnson}}^2 + NEP_{\text{thermique}}^2 + NEP_{\text{photon}}^2 \quad (2.25)$$

Le bruit de photons

Le bruit de photons est issu de deux composantes. Si l'on note λ_{obs} la longueur d'onde d'observation et λ_{rad} la longueur d'onde de la radiation que l'on observe, nous montrons que :

- pour $\lambda_{\text{obs}} < \lambda_{\text{rad}}$, la composante dominante est le bruit quantique de la source, qui suit une loi de Poisson,
- pour $\lambda_{\text{obs}} \gg \lambda_{\text{rad}}$, la composante dominante est liée au bruit thermodynamique.

Ce qui se traduit par la relation suivante [43] :

$$NEP_{\text{photon}}^2 = \frac{2}{\eta} \int h\nu Q_\nu d\nu + \frac{1+d^2}{\eta^2} \int \Delta(\nu) Q_\nu^2 d\nu \quad (2.26)$$

où :

- η est l'efficacité quantique du détecteur
- Q_ν est la puissance détectée par unité de fréquence
- d est le degré de polarisation de la radiation considérée
- $\Delta(\nu)$ est la fréquence de cohérence partielle du faisceau : $\Delta(\nu) \simeq \frac{\lambda^2}{\Delta\Omega}$ et est de l'ordre de 1 à la limite de diffraction.

Pour Archeops, si l'on suppose un facteur de transmission de l'optique de l'ordre de $\epsilon_T = 0.3$, nous pouvons calculer l'ordre de grandeur de la puissance arrivant sur les bolomètres quand nous ouvrons la vanne sur le 300K au sol :

$$P_{\text{rad}} = S\Omega\epsilon_T \frac{2}{3} \frac{k_B T}{c^2} (\nu_2^3 - \nu_1^3) . \quad (2.27)$$

où $S\Omega$ est l'étendue de faisceau, qui à la limite de diffraction est égale au carré de la longueur d'onde, ce qui, avec une résolution sur la fréquence de l'ordre de $\delta\nu/\nu = 25\%$, permet d'obtenir une puissance de charge sur les bolomètres de l'ordre de 3pW à 217 GHz.

Au premier ordre pour le fond diffus cosmologique nous pouvons ne prendre en compte que la première composante de la relation (2.26), ce qui réduit l'expression de la NEP_{photon} à :

$$NEP_{\text{photon}} = \sqrt{2h\nu P_{\text{rad}}} , \quad (2.28)$$

Le bruit thermique

Le bruit thermique ou bruit de phonons est dû aux fluctuations de température le long de la fuite thermique reliant le bain cryogénique et le bolomètre. Ce bruit est fonction de la conductance dynamique du bolomètre.

$$NEP_{\text{thermique}}^2 = 4k_B G_d R T^2 \quad (2.29)$$

Le bruit Johnson

Le bruit Johnson est dû à l'agitation des électrons dans le thermomètre (il provient du mouvement des porteurs de charges dans la résistance) :

$$NEP_{\text{johnson}}^2 = \frac{4k_B T R}{S^2} \quad (2.30)$$

Typiquement pour une résistance du thermomètre du bolomètre de l'ordre du $M\Omega$, refroidie à 100mK, nous obtenons une $NEP_{\text{johnson}} = 2.4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Le bruit de l'électronique de lecture

Il est essentiellement lié aux JFET (Jonction Field Effect Transistor) qui servent à amplifier le signal, et est de l'ordre de $6nV/\sqrt{Hz}$ pour Archeops.

Mesures sur Archeops

Nous donnons dans le tableau 2.12 extrait de [38] les différentes contributions au bruit total estimées pour le vol de février 2002 par comparaison avec le bruit total mesuré lors des vols de 2001 et 2002.

	143 (GHz)	217 (GHz)	353 (GHz)	545 (GHz)
Théorie				
NEV JFET (nV/\sqrt{Hz})	6	6	6	6
NEV Johnson (nV/\sqrt{Hz})	3.4	3.1	3.5	2.2
NEV Thermique (nV/\sqrt{Hz})	3.6	3.5	4.1	1.2
NEV photons (nV/\sqrt{Hz})	5.8	6.3	9.6	5.1
NEV totale (nV/\sqrt{Hz})	9.9	9.8	12.8	8.3
Mesures				
Fev 02 : NEV totale (nV/\sqrt{Hz})	12.3	12.63	13.2	8.2
Jan 01 : NEV totale (nV/\sqrt{Hz})	35	13	50	25

Table 2.12 : NEV (en nV/\sqrt{Hz}) estimées théoriquement pour chaque contribution (JFET, Johnson, Thermique, Photons) pour le vol de février 2002 comparées aux mesures de ce vol et à celles du vol précédent (janvier 2001) [38].

Le modèle et la mesure pour 2002 sont en accord qualitatifs. Nous pouvons de plus noter que le bruit total a largement été amélioré entre les deux vols en s'arrêtant sur la dernière ligne : ceci permet de chiffrer l'amélioration obtenue suite à la série d'opérations effectuée entre les deux vols et explicitée dans le chapitre 2.1.

2.3.4 Ordres de grandeur

Nous pouvons essayer d'anticiper les valeurs numériques des divers paramètres nécessaires au bon fonctionnement de l'instrument [43]. Nous voulons que le bruit soit limité par le bruit de photon du CMB ce qui implique que la conductivité thermique soit bornée par le haut du fait de la relation :

$$NEP = \gamma\sqrt{4kT^2G} \quad (2.31)$$

où T est la température du bain, γ tient compte des contributions des thermomètres qui a une sensibilité finie et qui est de l'ordre de 1.3 pour les thermomètres semi-conducteurs utilisés pour HFI. D'autre part une limite inférieure sur G est donnée par la relation :

$$\tau = \beta C/G \quad (2.32)$$

où β tient compte du feedback électrothermique et est de l'ordre de 1.6. Ces deux contraintes peuvent être satisfaites simultanément seulement si la capacité calorifique du système est plus petite que

$$C_{max} = NEP^2/(4\beta\gamma^2kT^2) \quad (2.33)$$

soit typiquement 3pJ/K à 143GHz pour un background de 1.2 pW, une constante de temps de 6.2 ms et une conductivité thermique $G=180\text{pW/K}$. Pour garder une marge les bolomètres de Planck ont été construits avec la contrainte que G devait être environ 2 fois plus petit que cette valeur maximale. Ce qui se traduit par une constante de temps requise de 2.9 ms toujours à 143 GHz [44] pour une NEP de $1.5 \cdot 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{Hz}$.

2.3.5 Sensibilité

La sensibilité \mathcal{S} est donnée par :

$$\mathcal{S} = \left. \frac{\partial V}{\partial P_{\text{rad}}} \right|_I \quad (2.34)$$

Elle correspond à la variation de la tension V mesurée aux bornes du bolomètre pour une variation de puissance incidente δP_{rad} , et ce pour un courant de polarisation I fixé. Si nous reprenons l'équation (2.22), et que l'on dérive par rapport à la température nous avons la relation :

$$dT = \frac{dP_{\text{rad}}}{G_d - I^2 \frac{dR}{dT}} \quad (2.35)$$

Si l'on considère la relation (2.34) nous pouvons en utilisant la relation précédente calculer la sensibilité :

$$\mathcal{S} = \left| \frac{I \frac{dR}{dT}}{G_d - I^2 \frac{dR}{dT}} \right| \quad (2.36)$$

$$= \left| \frac{I \frac{dR}{dT}}{G_d - \alpha I^2 \frac{R}{T}} \right| \quad (2.37)$$

$$= \left| \frac{I \frac{dR}{dT}}{G_d - G_{th}} \right|, \text{ avec } G_{th} = \alpha I^2 \frac{R}{T} \quad (2.38)$$

$$= \left| \frac{I \frac{dR}{dT}}{G_e} \right|, \text{ avec } G_e = G_d - G_{th} \quad (2.39)$$

où G_e est la conductance thermique effective, et G_{th} la conductance effective de contre-réaction thermique. G_{th}/G_e est toujours de l'ordre de 1 (donc G_d petit).

Nous pouvons ré-exprimer la sensibilité (Eq. 2.36), en utilisant la relation (2.10) et l'on trouve :

$$\mathcal{S} = \frac{a T_{\text{trans}}^a R_{\infty} I}{T^{a+1} G_0 (T/T_b)^\beta + a T_{\text{trans}}^a R_{\infty} I^2} \quad (2.40)$$

De la même façon nous pouvons définir la constante de temps comme le rapport de la capacité calorifique $C = C_0 (T/T_b)^\gamma$ et de la conductance dynamique :

$$\tau = \frac{C}{G_d - \frac{dR}{dT} I^2} \quad (2.41)$$

$$= \frac{C_0 (T/T_b)^\gamma}{G_0 (T/T_b)^\beta + a (T_{\text{trans}}/T)^{a+1} R_{\infty} I^2 / T_{\text{trans}}} \quad (2.42)$$

Détermination expérimentale

Lors du réglage d'un bolomètre, nous connaissons a priori la puissance de radiation P_{rad} incidente que l'on attend et nous cherchons à déterminer le point de fonctionnement du bolomètre pour lequel la sensibilité est maximale.

Nous faisons donc varier I pour une puissance P_{rad} constante et nous étudions la caractéristique $V(I)$ du bolomètre. L'idée est qu'en faisant varier le courant dans le bolomètre, nous faisons également varier la puissance dissipée par effet Joule P_{Joule} , ce qui revient à faire varier P_{rad} en maintenant I constant.

En différentiant l'équation (2.22), nous obtenons l'expression de dI/dT :

$$G_d dT = 2RI dI + I^2 \frac{dR}{dT} dT \quad (2.43)$$

soit :

$$\frac{dI}{dT} = \frac{G_d - I^2 dR/dT}{2RI} . \quad (2.44)$$

ce qui nous permet de calculer la quantité :

$$Z = \left. \frac{dV}{dI} \right|_{P_{\text{rad}}} \quad (2.45)$$

$$= R + I \frac{dR}{dT} \frac{dT}{dI} \quad (2.46)$$

et si nous prenons en compte la relation (2.44), nous obtenons :

$$Z = R + \frac{2RI^2 dR/dT}{G_d - I^2 dR/dT} \quad (2.47)$$

qui définit l'impédance dynamique du système.

Ensuite, d'après la relation (2.36), nous obtenons \mathcal{S} :

$$\mathcal{S} = \frac{Z - R}{2RI} . \quad (2.48)$$

Pour déterminer expérimentalement \mathcal{S} , nous utilisons le fait que Z est la pente de la courbe $V(I)$ et $R = V/I$. Nous pouvons ensuite optimiser le courant pour obtenir la sensibilité maximale comme nous le décrivons dans la section suivante.

2.3.6 Mesure de la sensibilité et du bruit sur Archeops

Cette section illustre sur les données Archeops comment nous optimisons les bolomètres par l'étude de leurs caractéristiques $V(I)$, et comment nous en déduisons la sensibilité et la NEP.

Les courbes $V(I)$

Nous montrons sur la gauche de la figure 2.13 une courbe $V(I)$ typique mesurée au sol (à Kiruna) sur un bolomètre d'Archeops à 143GHz pour plusieurs températures du plan focal. Lorsque nous augmentons le courant aux bornes du bolomètre, la tension suit simplement la loi d'Ohm avec une résistance qui dépend de la température à laquelle il est refroidi. A partir d'un certain courant, nous commençons à réchauffer le bolomètre et donc à abaisser sa résistance, la courbe $V = f(I)$ connaît donc un fléchissement.

Le point de fonctionnement optimal du bolomètre est tel que le courant est maximal (pour avoir la meilleure sensibilité possible) sans que le bolomètre ne soit réchauffé par effet Joule (correspondant à l'inflexion de la courbe $V(I)$). Il correspond au point où la pente Z de la courbe $V(I)$ est égale à $R/2$ où R est la résistance du bolomètre au moment de l'inflexion de la courbe.

Calcul de la sensibilité : optimisation du bolomètre

Z est estimée dans la partie ohmique (typiquement dans le cas de la figure de gauche de 2.13 pour un courant inférieur à 1 nA). Nous pouvons ensuite calculer la sensibilité, et en déduire la NEP en fonction du courant de polarisation, comme le montre la figure de droite de 2.13. Il est à noter que les données montrées ici correspondent à des tests au sol avec la vanne ouverte (donc un bruit de photons élevé provenant du 300K, donc une charge thermique haute augmentant la NEP).

De façon plus illustrative, la figure 2.14 montre, pour une charge thermique bien moindre, et ce, pour deux températures de refroidissement des bolomètres, les courbes superposées des caractéristiques $V(I)$ et de la sensibilité en fonction du courant de polarisation, montrant le point optimal de fonctionnement des bolomètres.

Comme la sensibilité des bolomètres à 100mK est très bonne, nous pouvons aussi augmenter un peu le courant de polarisation pour obtenir une constante de temps plus petite, au prix d'une légère perte en sensibilité.

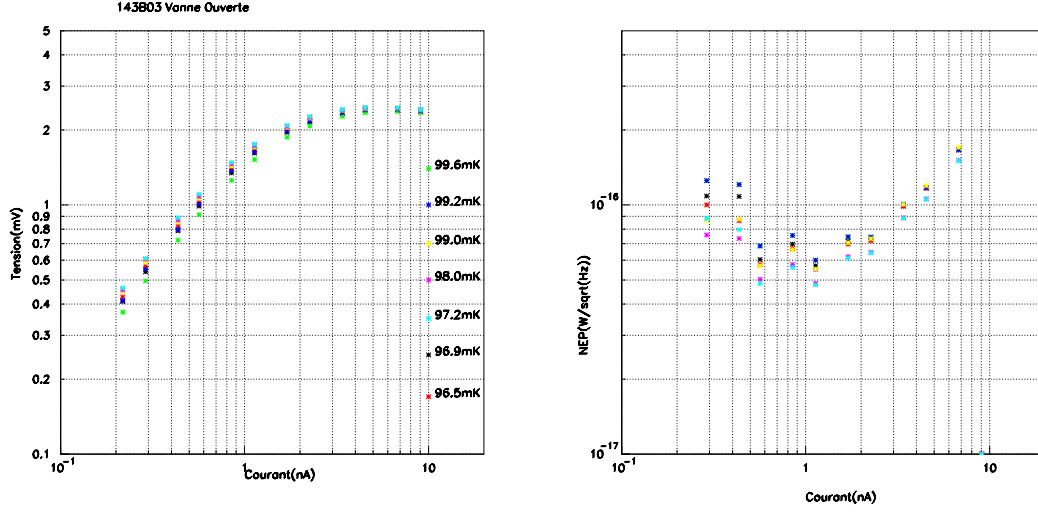


Figure 2.13 : Sur la gauche : exemple de courbes $V(I)$ mesurées sur Archeops à différentes températures sur les bolomètre 143B03 et sur la droite valeurs des NEP correspondantes. Ces courbes ont été enregistrées lors des calibrations au sol en 2001.

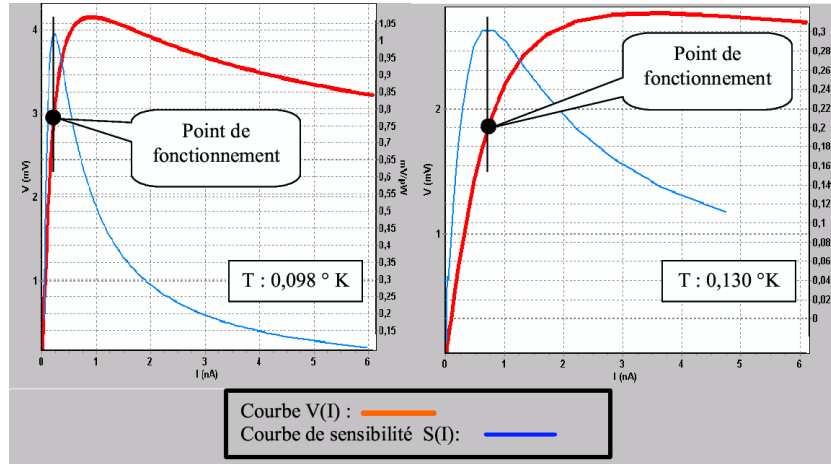


Figure 2.14 : Caractéristiques $V(I)$ typiques des bolomètres de Planck et courbes de sensibilité correspondantes superposées pour deux températures de refroidissement des bolomètres (98mK sur la gauche et 130 sur la droite). Nous montrons également le point de fonctionnement optimal [45]

2.4 Conclusions

Nous avons montré que les deux instruments Archeops et Planck-HFI étaient très proches de part l'utilisation du même principe : une optique froide, et des bolomètres refroidits à 100mK par un système de dilution en cycle ouvert.

Nous avons explicité le principe de fonctionnement des bolomètres et montré comment optimiser leur fonctionnement en montrant un exemple dans le cadre d'Archeops via l'utilisation des courbes $V(I)$.

Chapitre 3

La Stratégie d'étalonnage de Planck

La stratégie de livraison de l'instrument HFI de Planck à l'ESA se déroule en deux étapes :

- * tout d'abord il s'agit de fournir un modèle dit de Qualification Cryogénique (ou CQM) qui ne comporte pas l'intégralité des voies de mesure mais permet de tester le système de la dilution, l'électronique, le comportement de l'instrument (...) afin d'identifier les sources possibles de problèmes,
- * et ensuite de passer par la même procédure pour comprendre le modèle de vol, le PFM (pour Planck Flight Model).

L'étalonnage de l'instrument HFI de Planck comprend donc deux phases : les tests du CQM qui ont eu lieu en novembre 2004, et les tests du PFM prévus courant 2006. Pour ce faire nous plaçons l'instrument dans un cryostat adapté (Saturne) dans lequel nous avons installé des sources de lumière permettant cette caractérisation. Pour ce qui est du PFM, l'étalonnage s'effectuera en deux temps : avant et après tests en vibration dont l'ESA a la responsabilité. Entre l'installation du CQM et celle du PFM dans le cryostat de test, nous avons utilisé un bolomètre étalon qui prend la place de l'un des cornets de HFI et qui nous permet de caractériser la cuve et plus généralement le dispositif d'étalonnage.

Ces phases de tests, qui ont lieu à la station d'étalonnage de l'IAS, se déroulent à peu près de façon identique : nous cherchons à déterminer le maximum de paramètres décrivant l'instrument (réponse spectrale, constante de temps...) en utilisant un dispositif évolué et développé pour ce besoin. Dans ce chapitre, nous détaillons dans un premier temps les caractéristiques de l'instrument que nous cherchons à déterminer puis nous verrons la façon dont nous allons procéder pour parvenir à les mesurer.

3.1 Les paramètres

La période propriétaire de Planck n'étant que d'une année après la fin des prises de données, il nous faut pouvoir caractériser l'instrument le plus précisément et le plus rapidement possible à la fois au sol avant le lancement, en vol pendant la PV-phase¹, que sur les données en temps elles-mêmes, tout en sachant que certains paramètres ne sont accessibles qu'au sol, alors que d'autres seront mesurés de façon ultime en vol.

Les paramètres que nous cherchons à déterminer sont, au premier ordre, ceux qui nous permettent de passer des μV correspondant à une élévation de température mesurée sur la chaîne de détection aux $W/m^2/Hz/sr$ sur le ciel. Pour ce faire il nous faut déterminer, entre autres, les sensibilités des bolomètres, les lobes, les transmissions spectrales des cornets.

Nous résumons dans la table 3.1 extraite de [46] les paramètres qui décrivent le comportement de HFI et dont nous avons besoin pour effectuer une analyse de physique. Comme le montre cette table, certains paramètres ne sont déterminés que pendant la phase d'étalonnages à l'IAS, d'autres sont accessibles à

¹La PV-Phase est une phase pendant laquelle le satellite est en transit vers L2 mais où l'on pourra interagir avec l'instrument comme par exemple vérifier ses paramètres vitaux, lancer la dilution...

Paramètres	Mesures à l'IAS	Mesures en vol
Lobes principaux		<i>v</i>
Lobes lointains		<i>v</i>
Réponse spectrale	<i>v</i>	
Réponse en temps	<i>v</i>	
Polarisation optique	<i>v</i>	
Linéarité	<i>v</i>	
Sensibilité aux effets thermiques	<i>v</i>	<i>v</i>
Réponse absolue	<i>v</i>	<i>v</i>
Bruit de détection	<i>v</i>	<i>v</i>
Diaphonie (optique et électrique)	<i>v</i>	<i>v</i>
Compatibilité (particules, EMI-EMC...)	<i>v</i>	<i>v</i>

Table 3.1 : Paramètres caractéristiques de l'instrument nécessaires à une analyse de données dans Planck : pour certains ils ne sont accessibles qu'avant le lancement, d'autres ne le seront qu'en vol, et parfois les mesures peuvent être effectuées dans les deux configurations (les “*v*” indiquent que les mesures se feront dans ce contexte).

partir des données en vol (et d'autres peuvent l'être via les deux canaux). Il est à noter que tous les sous systèmes sont caractérisés préalablement indépendamment les uns des autres à l'endroit où ils sont fabriqués : les bolomètres à Caltech/JPL, l'optique à Cardiff, l'électronique au CESR et au LAL. Etudions de plus près chacun de ces paramètres.

3.1.1 Les lobes

Les lobes, ou réponses spatiales des détecteurs, doivent être connus à 0.1% près. Ils résultent du couplage du télescope et de l'optique froide. Comme il est impossible sur Terre de se mettre dans les mêmes conditions que celles de vol pour faire une mesure exhaustive des lobes au sol (il faudrait notamment pour ce faire refroidir le télescope autour de 40K dans un environnement à 3K, impossible à réaliser sur Terre), ils ne seront précisément mesurés qu'en vol à partir des données sur les sources ponctuelles. Les lobes correspondants à l'optique froide sont par contre mesurés au niveau sous-système (optique froide) à Cardiff. Nous pouvons nous référer au chapitre 9 pour les détails sur l'analyse des lobes d'Archeops au sol et en vol sur Jupiter. Une illustration de leur mauvaise connaissance est donnée sur la figure 3.2 en fonction de ℓ par les pointillés bleus où nous représentons les erreurs systématiques typiques sur la reconstruction du spectre de C_ℓ liées aux erreurs sur les lobes et sur les constantes de temps que nous avions sur Archeops (KS3) [20].

3.1.2 La réponse spectrale

Le flux que l'on mesure sur les bolomètres correspond à l'intégration du signal émis par la source que l'on étudie dans la bande spectrale définie par l'optique froide et essentiellement par la forme des cornets B2B. Il nous faut donc connaître précisément ces bandes pour remonter aux flux sur le ciel.

Les précisions nécessaires à la connaissance des bandes de fréquence sont :

- * pour les canaux CMB : de l'ordre de 3% (en dessous de 400GHz),
- * pour les canaux haute fréquence : comme l'indice spectral de la poussière interstellaire qui domine à ces fréquences peut varier d'une source à l'autre, l'étalonnage sur ces sources est plus délicate et la transmission spectrale devra être connue avec une précision de l'ordre du pourcent.

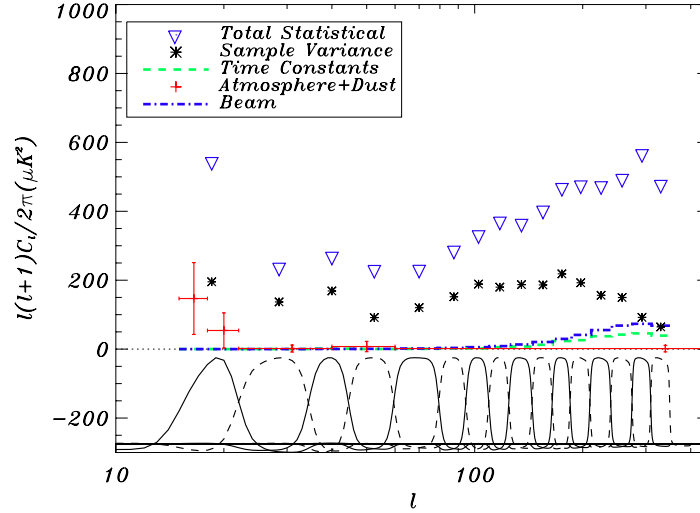


Figure 3.2 : Contamination par les systématiques du spectre des C_ℓ d'Archeops obtenu avec le vol KS3 extraite de [20] : nous montrons notamment l'effet de l'incertitude liée à la connaissance des constantes de temps (en vert) et à celle des lobes (en bleu)

3.1.3 Le temps de réponse

Pour avoir une idée des ordres de grandeur, les temps de réponse des bolomètres sont de l'ordre de quelques ms (une fraction de ms pour la constante de temps de l'électronique). Par comparaison, si l'on considère que la rotation du satellite se fait à une vitesse de un tour par minute et que le lobe principal moyen est de 5 minutes d'arc, le temps de transit d'une source ponctuelle devant le bolomètre est de 14 ms : les constantes de temps doivent être extrêmement bien connues. Les temps de réponse des bolomètres induisent une perte de puissance à haut ℓ du spectre de puissance, leur effet étant d'élargir le lobe dans la direction de balayage de l'instrument. Ceci est illustré par la figure 3.2 par les pointillés verts en fonction de ℓ pour les erreurs mesurées lors du vol d'Archeops KS3.

3.1.4 La polarisation

Trois éléments entrent en compte dans la caractérisation des canaux polarisés [47] : dans un premier temps nous cherchons à vérifier l'orientation des PSB dans le plan focal, on étudie ensuite les taux de fuite de polarisation entre les deux voies d'un même canal, reste ensuite à mesurer les réponses relatives des voies d'un même canal.

Les directions de polarisation (avec une précision de l'ordre du degré) et les fuites seront mesurées à l'IAS dans la cuve Saturne grâce à un polariseur rotatif.

Si l'on connaît le taux de fuite ϵ , nous pouvons le prendre en compte dans les analyses de polarisation du ciel : cela se traduit par un accroissement de l'erreur statistique d'un facteur $1/\sqrt{1-\epsilon}$. Par contre des incertitudes sur ce taux induisent des erreurs systématiques moins évidentes à prendre en compte [48].

3.1.5 La réponse absolue

La réponse absolue des détecteurs est la détermination du coefficient permettant de passer des μV mesurés sur les bolomètres à des Watts. La procédure d'étalonnage se déroule en deux étapes : au sol dans Saturne puis en vol par comparaisons aux données FIRAS[2] et DMR[3].

La mesure faite dans Saturne doit permettre une connaissance de la réponse absolue à 10% près ce qui correspond à la précision des expériences ballon actuelles (Boomerang, Maxima, Archeops). Pour Planck-HFI nous cherchons à obtenir une résolution de l'ordre du % qui sera obtenue en vol.

3.1.6 Bruit, Sensibilité aux effets thermiques

Le bruit final sera mesuré en vol mais son étude au sol en fonction du bruit de fond (température des éléments installés dans Saturne et flux des différentes sources), et du point de fonctionnement (courant de polarisation, optimisation en terme de $V(I)$) permet de contraindre les modèles de bolomètre afin de comprendre au mieux l'instrument.

3.2 Description du système optique

Le cryostat Saturne nous fournit un environnement thermique autour de 2K dans lequel sont installés consécutivement le CQM, le bolomètre étalon, et le PFM de Planck. Afin de caractériser l'instrument le cryostat héberge également tout un système optique [49] que nous allons décrire dans cette section : une sphère intégrante équipée de sources internes, un miroir de renvoi équipé de deux sources, un système pour mesurer l'angle de polarisation des bolomètres, et les sources de mesure de diaphonie. Le tout est articulé de façon à illuminer le plan focal avec un rayonnement le plus uniforme possible. L'enceinte à 2K dans laquelle tout ce système est monté est entourée de deux autres enceintes : l'une à 20K et l'autre à 80K, le tout est installé comme le montre la figure 3.3.

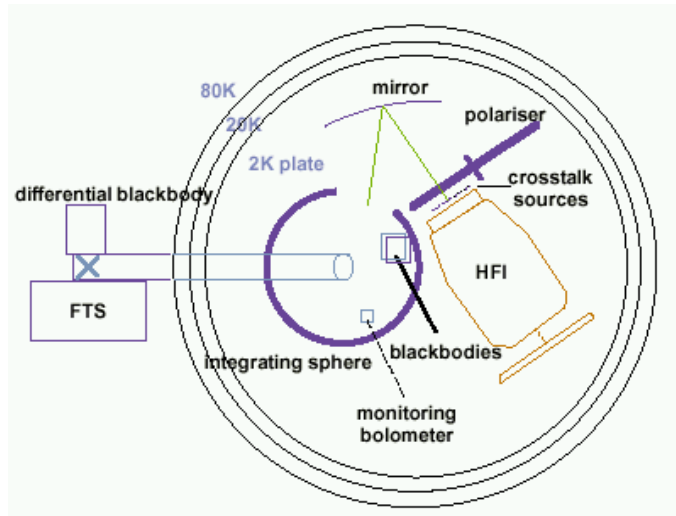


Figure 3.3 : Configuration du système optique utilisé pour l'étalonnage de l'instrument Planck-HFI dans le cryostat Saturne.

Ce cryostat a déjà été utilisé pour l'étalonnage d'ISOCAM [50] et a été en partie redessiné pour accueillir Planck-HFI.

3.2.1 La sphère intégrante et les sources qui y sont rattachées

La sphère intégrante a un rayon interne de 36 cm, et un trou de sortie d'un diamètre de 16 cm. Elle est usinée à l'intérieur afin d'augmenter son coefficient de réflexions à toutes les longueurs d'onde.

Elle est munie de plusieurs "oreilles" prévues pour y installer soit des sources de lumière, soit des bolomètres. Dans l'une d'elle nous trouvons la source dénommée CS2, dont le but est de fournir un signal

(spectre de corps noir) entre 2 et 20K modulé par un diapason à quelques Hz : elle simule des sources astrophysiques.

Dans une seconde nous trouvons un bolomètre dit de référence refroidi à 300mK par un pot de Torre dont le but est de mesurer le signal dans la sphère. Une troisième source est présente en sortie de sphère : CS1. Elle se présente sous la forme d'un anneau que l'on peut chauffer à 30K et qui émet dans tout l'angle solide. Elle simule le rayonnement de fond attendu en vol et peut être lentement modulée.

Deux autres sources "chaudes" (placées à l'extérieur de Saturne) éclairent le plan focal via la sphère intégrante à travers un tube à vide : un spectromètre à transformée de Fourier (FTS) et un corps noir différentiel modulé entre 340 et 400K pour mesurer les temps de réponse des bolomètres. Le FTS émet du signal dans des bandes de fréquences bien déterminées entre 60Ghz et 3THz. Il nous permet de mesurer la réponse spectrale des détecteurs, avec environ 30 points de mesure par bande de fréquence.

3.2.2 Le miroir

Tout ce qui sort de la sphère est renvoyé sur le plan focal (13 cm de diamètre) via un miroir sphérique. Ce miroir a été usiné afin d'installer proche de son centre deux fibres de carbone (cf. section 5.2.2).

3.2.3 La roue supportant le polariseur et les fibres de carbone

Le bras portant le polariseur peut être placé en trois positions :

- * l'une haute de repos qui place le polariseur et les sources de mesure de la diaphonie en dehors du lobe,
- * une seconde qui permet de placer le polariseur juste devant l'entrée des cornets B2B
- * et enfin la troisième position, intermédiaire aussi appelée "Xtalk", qui place les sources de mesure de diaphonie face aux cornets correspondants, le positionnement étant assuré par un cliquet.

Le mouvement associé au déplacement de la roue s'effectue par un moteur cryogénique, de même que la rotation du polariseur devant le plan focal de Planck-HFI. Ce polariseur a un diamètre de 14 cm et permet de mesurer les directions de polarisation des PSB ainsi que leurs taux de fuites. A coté du polariseur, sur un bord de la roue, sont installées des fibres de carbone que nous décrirons plus en avant dans le chapitre 5.

3.2.4 le CCAS ou comment récupérer les données

Le CCAS pour Calibration Central Acquisition System permet de récupérer et décompresser les paquets de télémétrie envoyés par le DPU (Data Processing Unit) qui sont de deux types : les paquets dits "Science" relatifs aux données des bolomètres et les paquets dits "Housekeeping" qui renseignent sur l'état du système au cours du temps (températures, pressions ...). Les télécommandes passées à l'instrument ainsi que les rapports consécutifs à leur bon ou mauvais fonctionnement sont également envoyés au CCAS. En parallèle ce dernier interagit avec les machines permettant de contrôler les sources de lumière et les bolomètres de référence et étalon en leur envoyant des commandes et en récupérant leurs données. Pour le CQM, tous les objets sont ensuite stockés sur disque dans une base de données Versant et en parallèle dans une structure adaptée au niveau 2 de Planck (la PIOLIB [51]).

Toute commande envoyée aux sous-systèmes de l'étalonnage est mémorisée dans un logbook électronique (Elog [52]) qui accepte également des entrées manuelles. Un autre PC dit "PC-synchro" sert à dater des signaux envoyés sur les différentes sources de lumière installées dans Saturne (typiquement le FTS, CS2 et les fibres de carbone).

L'analyse en ligne des données se fait à travers une interface graphique de Quick Look Analysis (QLA) qui a été développée autour de KST [53]. KST est une application C++ qui utilise les bibliothèques graphiques QT et KDE² qui permet de visualiser les données et de faire quelques opérations de bases sur ces dernières.

²KDE pour "K Desktop Environment" est un environnement graphique disponible entre autres sous Linux.

3.3 Description des mesures utilisant les fibres

Dans cette section nous nous intéressons à la description des mesures utilisant les fibres de carbone. Ces dernières ont d'abord été développées pour les mesures de diaphonie optique aux interfaces entre les différents étages cryogéniques de l'instrument, puis leur domaine d'utilisation a été élargi : elle nous serve également pour l'étude des temps de réponse, de la linéarité et des effets de mémoire.

3.3.1 Mesures de fuites optiques

Le principe de cette mesure est simple : afin d'estimer les fuites optiques entre les différents étages cryogéniques, nous envoyons de la lumière en face de l'entrée d'un cornet B2B et nous analysons le signal relatif sur chacun des bolomètres voisins. Ces mesures ont été effectuées sur Archeops avec succès comme nous le montrons dans le chapitre 4.

3.3.2 Etude de temps de réponse

Dans le cas où les sources de lumière que nous utilisons pour mesurer les fuites optiques sont rapides (avec un temps de réponse de l'ordre de 10 ms), nous pouvons de plus utiliser ces sources pour non pas mesurer les temps de réponse des bolomètres (qui sont de l'ordre de quelques ms), mais au moins mettre des limites supérieures, voir identifier ceux qui potentiellement ont des constantes de temps trop longues. Nous illustrerons ce point dans le chapitre 6.3.

3.3.3 Mesures de linéarité

Nous supposons ici que nous disposons de deux sources installées face à chaque cornet B2B. Nous utilisons les notations suivantes : $F_i(V_i)$ est le flux émis par la source i ($i=1$ ou 2) quand une tension V_i est appliquée à ses bornes, et $B(F_i(V_i))$ est la réponse de la chaîne bolomètre-électronique de lecture au signal correspondant (cette fois nous nous intéressons au signal en vue directe). Ce qui suit s'applique dans tous les cas même quand la source n'est pas linéaire.

La mesure de linéarité peut alors s'effectuer en deux étapes :

- Tout d'abord nous appliquons un signal de tension en créneaux sur les deux sources correspondant au même cornet. Nous mesurons donc :

$$B_{12} = B(F_1(V_1) + F_2(V_2)) \quad (3.1)$$

- Ensuite nous appliquons sur l'une des 2 sources (par exemple la première source) toujours avec cette même tension en créneaux tout en éteignant la seconde. Nous mesurons alors :

$$B_1 = B(F_1(V_1)) \quad (3.2)$$

Nous pouvons ensuite calculer $B_{12} - B_1$ et obtenir pour de faibles valeurs de $F_2(V_2)$:

$$\frac{B_{12} - B_1}{F_2(V_2)} \simeq \frac{\partial B}{\partial F}(F_1(V_1)) \quad (3.3)$$

Si nous effectuons cette procédure pour plusieurs valeurs de V_1 , tout en gardant V_2 constant et s'il n'y a pas de non-linéarité dans la réponse du bolomètre nous devons mesurer une valeur constante et égale à $\frac{\partial B}{\partial F}$. Dans tous les cas, même si les sources ne sont pas linéaires (c'est à dire que F n'est pas proportionnel à V) nous pouvons tester la non-linéarité de la réponse de l'instrument. Les seuls prérequis étant :

- l'indépendance des deux sources, c'est à dire que si l'on pulse une source nous ne réchauffons pas le support de l'autre afin de ne pas agir sur la température de la fibre en début d'impulsion.
- le fait que les mesures soient reproductibles et cela a déjà été démontré sur Archeops (cf. chapitre 4),
- que la gamme de flux soit assez importante : nous cherchons à caractériser des non-linéarités pour des signaux équivalents à peu près à Jupiter dans toutes les gammes de longueur d'onde.

3.3.4 Mesure des effets de mémoire

Pour tester les effets de mémoire, nous appliquons sur l'une des sources un long pulse (quelques secondes) et sur la seconde un pulse plus court en temps avec le premier moyennant un retard r comme le montre le schéma 3.4. En faisant varier r en temps entre les deux pulses, nous pouvons mesurer les effets de mémoire c'est à dire vérifier que la réponse de l'instrument n'est pas biaisée juste après le passage du pulse de plus grande amplitude. L'idée est de mesurer la réponse de l'instrument quand nous rencontrons par exemple une source brillante en traversant le plan galactique.

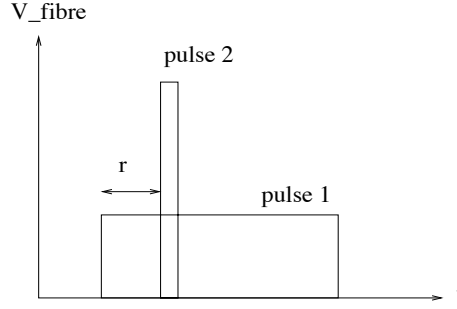


Figure 3.4 : Schéma de principe pour l'analyse des effets de mémoire : on montre le signal typique d'attaque des 2 fibres installées devant le cornet B2B du bolomètre que l'on cherche à tester.

3.4 La diaphonie, la mesure du CMB et les sources ponctuelles

Nous illustrons les effets d'une méconnaissance de la matrice de corrélation entre les bolomètres rendue non diagonale par un effet de diaphonie (optique et électrique) sur la construction du spectre des C_ℓ d'une part et sur les cartes de sources ponctuelles d'autre part.

3.4.1 Conséquences de la diaphonie sur le spectre de puissance du CMB

Considérons le cas de deux bolomètres qui se suivent sur le ciel à 10 échantillons d'intervalle (on utilise ici le balayage du ciel d'Archeops KS2 pour l'illustration) : nous reconstruisons le spectre du CMB (cf. section 1.2.1) en supposant qu'il n'y a aucune fuite d'une voie vers l'autre. En entrée de la simulation nous avons introduit entre les deux voies une diaphonie de 10, 30 et 50% (volontairement exagérée pour étudier les cas extrêmes).

La figure 3.5 indique qu'une diaphonie inférieure à 10% affecte peu le spectre du CMB. Au delà nous décalons et augmentons la puissance des pics en créant des anisotropies artificielles. Compte tenu des mesures obtenues (de l'ordre du pourcent de diaphonie), l'influence sera négligeable sur la reconstruction des C_ℓ si on ne les prend pas en compte dans l'analyse pour les données d'Archeops.

3.4.2 Les sources ponctuelles

Nous nous plaçons dans le même cas de figure que précédemment (vol KS2 d'Archeops, deux bolomètres qui se suivent sur le ciel) et nous estimons l'impact de la diaphonie sur la reconstruction des cartes : entre autres nous illustrons ici l'effet observé quand une source ponctuelle traverse les lobes. La figure 3.6 présente une carte en azimuth/élévation du ciel sur laquelle nous avons représenté le signal des deux bolomètres qui se suivent. Les carrés montrent une source ponctuelle vue par le premier bolomètre alors que les ronds représentent le signal mesuré par le suivant. Nous montrons ici que la diaphonie génère une source supplémentaire due au passage d'un premier bolomètre sur la source (l'étalement est simplement dû au temps de réponse des bolomètres). Nous utilisons ici une valeur de 10% de diaphonie.

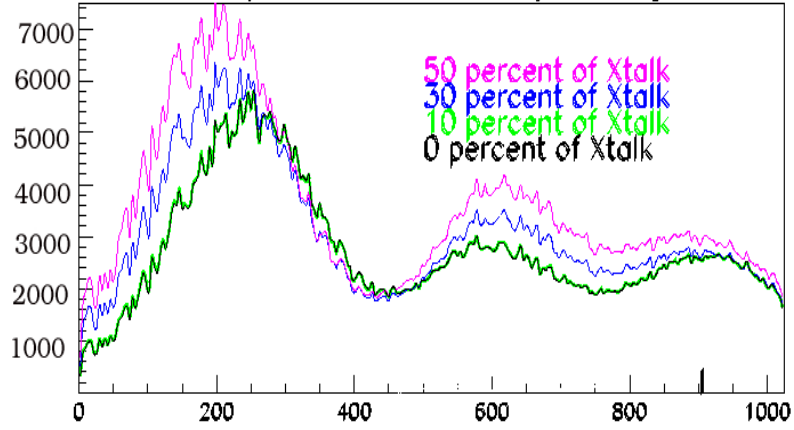


Figure 3.5 : Reconstruction du spectre $\ell(\ell+1)C_\ell/2\pi(\mu K^2)$ en présence de diaphonie entre 2 bolomètres qui se suivent sur le ciel quand elle n'est pas prise en compte dans l'analyse. Nous considérons un taux de fuite entre les voies de 0, 10, 30 et 50 % respectivement.

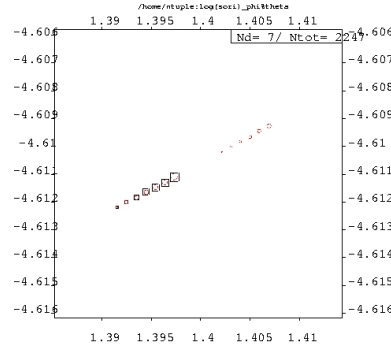


Figure 3.6 : Conséquences de la diaphonie sur la localisation des sources ponctuelles sur une carte (en azimuth/élévation) par deux bolomètres qui se suivent sur le ciel (cf. texte)

3.5 Conclusion

L'étalonnage des deux versions de l'instrument de Planck-HFI (le CQM et le PFM) est réalisé en utilisant un cryostat adapté aux besoins, sur la platine froide duquel sont installés un certain nombre de dispositifs (sources de lumière, bolomètre, polariseur rotatif...) permettant de caractériser le comportement du système (cryogénie, bolomètre, électronique).

Nous avons pris part à cet étalonnage de Planck à travers l'installation de fibres de carbone afin de mesurer la diaphonie optique entre les différentes voies de l'instrument, la linéarité, d'éventuels effets de mémoire et les constantes de temps des bolomètres. Nous reviendrons sur ces différents aspects dans les chapitres qui suivent.

Nous avons également illustré l'impact de la présence d'une diaphonie non prise en compte dans l'analyse sur l'extraction des courbes de C_ℓ et sur la reconstruction des cartes (dans le cas d'une source ponctuelle).

Chapitre 4

Les fibres de carbone dans Archeops

Les premières mesures utilisant les fibres de carbone avec des bolomètres refroidis à 100 mK ont eu lieu sur Archeops lors de la campagne de mesures suivant le vol de l'hiver 2000/2001 (les 22 et 23 mai 2001). Nous avons alors pu mesurer la diaphonie optique entre les différentes voies de l'instrument.

Dans ce chapitre nous verrons tout d'abord comment s'est faite l'installation mécanique des fibres devant les cornets d'Archeops, et avec quelle précision nous nous attendions à faire une mesure de diaphonie dans ce cadre. Nous décrirons ensuite l'analyse des données dont nous comparerons les résultats à ceux de l'analyse des données de vol pour laquelle nous avons estimé la diaphonie optique à partir des données sur Jupiter.

4.1 Description mécanique

4.1.1 Configuration d'Archeops

Lors des tests décrits dans ce chapitre, le plan focal d'Archeops n'était pas équipé de tous les bolomètres : certains avaient notamment été renvoyés à Cardiff pour de nouvelles mesures (353k05, 353k03, 353k02, 353k01, 217k02, 143k02). Nous disposons pour les mesures qui suivent de 13 bolomètres devant lesquels ont été installées des fibres comme le montre la figure 4.1 sur laquelle nous représentons schématiquement la géométrie du plan focal (identique à celle du vol KS1) avec la position physique de chacun des bolomètres.

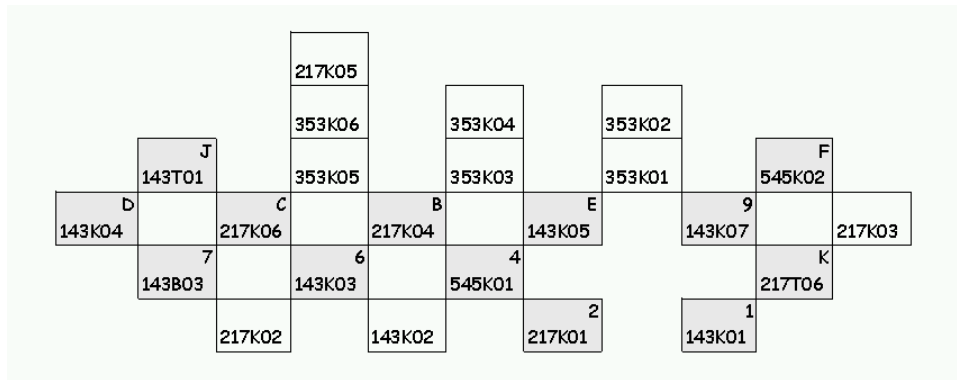


Figure 4.1 : Disposition schématique des bolomètres dans le plan focal d'Archeops : les cases en gris montrent les bolomètres devant lesquels nous avons installé une fibre (l'identificateur de chaque fibre étant indiqué dans le rectangle correspondant).

4.1.2 Les fibres

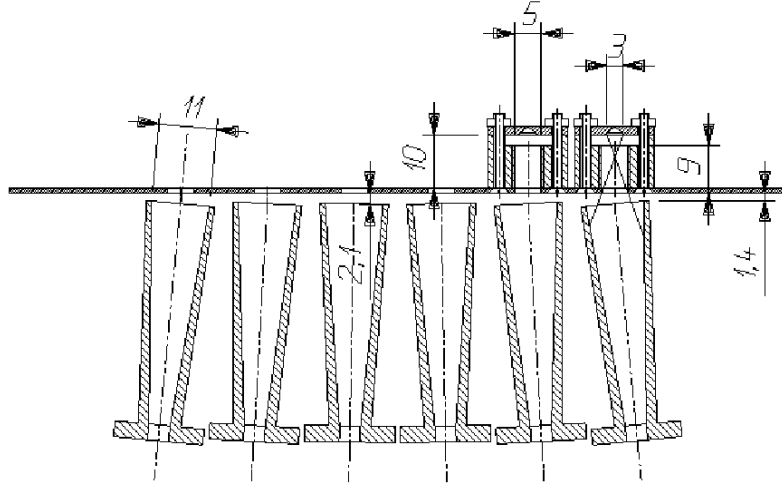


Figure 4.2 : Vue en coupe de la plaque à 10K supportant les réflecteurs contenant les fibres de carbone installés devant la sortie des cornets B2B.

Les fibres utilisées pour ces tests avaient 3 mm de longueur et étaient soudées par de la laques d'argent sur des circuits imprimés installés dans le fond de supports cylindriques, que nous appellerons dans la suite réflecteurs eux-mêmes vissés sur une plaque refroidie à 10 K (cf. section suivante). Pour étudier les réflexions à l'intérieur de ces réflecteurs leur intérieur a été soit recouvert de stycast (colle noire qui absorbe le millimétrique), soit taraudé, soit laissé lisse. L'arrière des circuits est ensuite recouvert de mini-plaques de cuivre afin d'éviter au rayonnement de partir en arrière (l'époxy étant transparent au rayonnement millimétrique). Un schéma d'ensemble est représenté par la figure 4.2. Les fibres sont alimentées par des fils en constantan¹. La distance entre la sortie des réflecteurs et l'entrée des cornets B2B est comprise entre 1.4 et 2.1 mm (les variations sont dues à la forme parabolique de la plaque supportant les cornets B2B (cf. fig 4.2)).

Nous avons installé de cette façon 13 fibres devant les bolomètres d'Archeops, dont les caractéristiques en résistance à "chaud" et à "froid" (à 300K et à 10K) sont résumées dans la table 4.3. Nous remesurons les résistances une fois à basse température pour vérifier la stabilité des valeurs (cf. section 7.1).

4.1.3 Installation mécanique

La plaque où sont installées les fibres est refroidie à 10K par des colonnettes de cuivre comme le montre la figure 4.4 ("thermal link"). Nous représentons le cryostat d'Archeops, avec, du haut en bas, la sortie à 300K refermée pour l'occasion par une vanne étanche conçue par R. Cizeron permettant de réduire l'apport du 300K dans le cryostat, puis la plaque avec les fibres de carbone, et enfin le système optique des cornets B2B, les filtres à 1.6K, et les bolomètres à 100mK accompagnés de leurs cornets.

Une plaque supplémentaire (non représentée) a été rajoutée entre la sortie à 300K et la plaque supportant les réflecteurs afin d'éviter le réchauffement de l'intérieur du cryostat par l'apport direct du 300K extérieur. Elle est également refroidie à 10K. Le dispositif (vanne 300K, plaque intermédiaire, plaque des fibres équipée) est le produit d'une réalisation commune CRTBT-LAL (A. Benoît, K. Madet et R. Cizeron).

¹Le constantan est un mauvais conducteur thermique dont la résistance varie peu avec la température.

Fibre de carbone	Bolomètre associé	R (k Ω) avant la mise en froid	R (k Ω) après la mise en froid	Type de Paroi interne
J	143t01	2.2	2.2	A
D	143k04	2.5	2.5	A
7	143b03	2.3	2.3	T
C	217k06	2.6	2.6	S
A	353k05	2.5	450	T
6	143k03	2.2	2.3	A
B	217k04	3.0	3	S
4	545k01	2.1	2.1	T
F	545k02	2.3	2.3	A
E	143k05	2.2	2.	A
9	143k07	2.2	2.2	T
K	217t06	2.2	2.4	A
2	217k01	2.6	3.7	A
1	143k01	2.5	2.5	T

Table 4.3 : Caractéristiques des fibres de carbone et bolomètres associés. Les colonnes 3 et 4 donnent les valeurs des résistances mesurées respectivement avant et après la mise en froid en k Ω . La dernière colonne nous renseigne sur le type de paroi interne utilisé pour les réflecteurs au fond desquels sont installés les fibres : nous utilisons un A pour de l'aluminium lisse, un T pour de l'aluminium taraudé et enfin S dans le cas où l'intérieur a été recouvert de STYCAST.

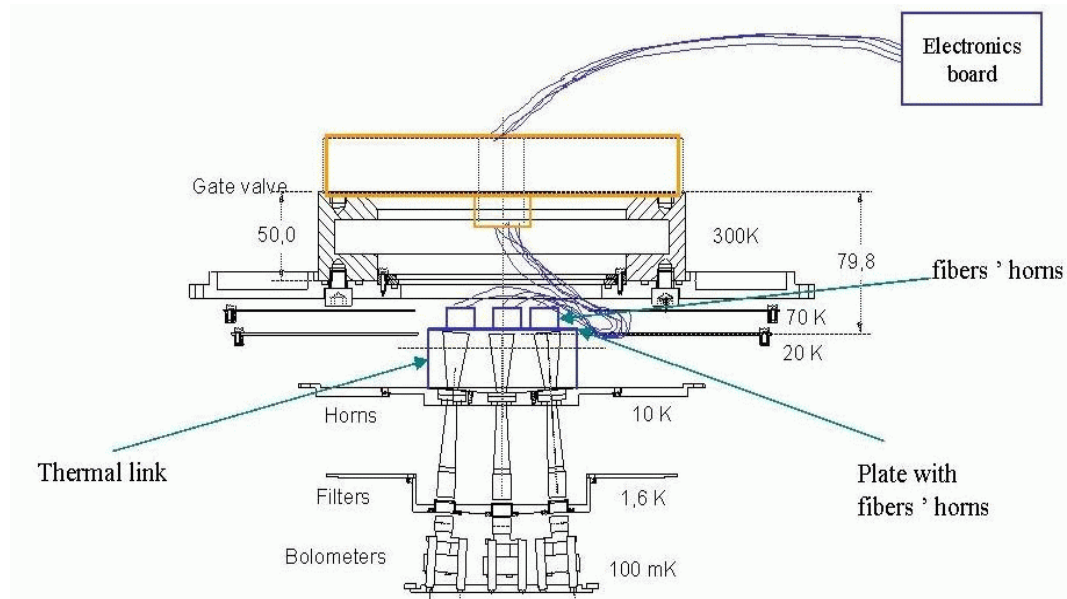


Figure 4.4 : Schéma de montage du dispositif de mesure de diaphonie dans le cryostat d'Archeops : de bas en haut successivement nous trouvons les bolomètres et leur optique à 100mK, puis les filtres à 1.6K, et enfin les cornets B2B à 10K. Ensuite vient notre plaque supportant les fibres. Nous pouvons remarquer les différents étages de température et la thermalisation des fils de constantan utilisés pour nos tests sur les étages à 20 K et à 70 K.

4.1.4 L'électronique

Afin d'envoyer sur les bolomètres des signaux de l'ordre de quelques millisecondes avec une période de l'ordre d'une seconde ou moins, nous utilisons un générateur de tension stabilisé complété par un multivibrateur astable afin de générer des signaux carrés réglables par des potentiomètres. Ces signaux peuvent alors être synchronisés sur l'horloge de l'électronique de lecture des bolomètres. Nous ajoutons un diviseur de fréquence afin de disposer de plus de flexibilité dans le choix de la période. L'électronique est décrite plus en détails dans le rapport de stage de Raphaël Lescouzère [54].

4.2 Diaphonie optique avec les fibres de carbone

4.2.1 Calcul de diffraction

Avant de se lancer dans les mesures que nous nous s'apprêtons à faire il faut évaluer les fuites optiques induites par notre système c'est à dire le pourcentage de signal qui fuit à partir du réflecteur dans lequel est installée la fibre que nous activons vers les cornets B2B voisins (les équations sont données dans la section 5.3). Le réflecteur de la fibre est de forme cylindrique, de longueur 8 mm et de diamètre 5 mm. Le résultat d'un tel calcul est indiqué figure 4.5. La simulation a été effectuée par J. Haïssinski, pour une distance entre la sortie du réflecteur et l'entrée des cornets B2B de 1.4 mm (le calcul ne tient pas compte des réflexions sur les parois internes du support). Nous en déduisons que la majeure partie du signal est émis dans le cornet faisant face au réflecteur de la source pulsée. Au delà d'un centimètre, il ne reste plus de signal parasite. Nous estimons donc les erreurs systématiques résiduelles au dispositif de tests de l'ordre du pour mille.

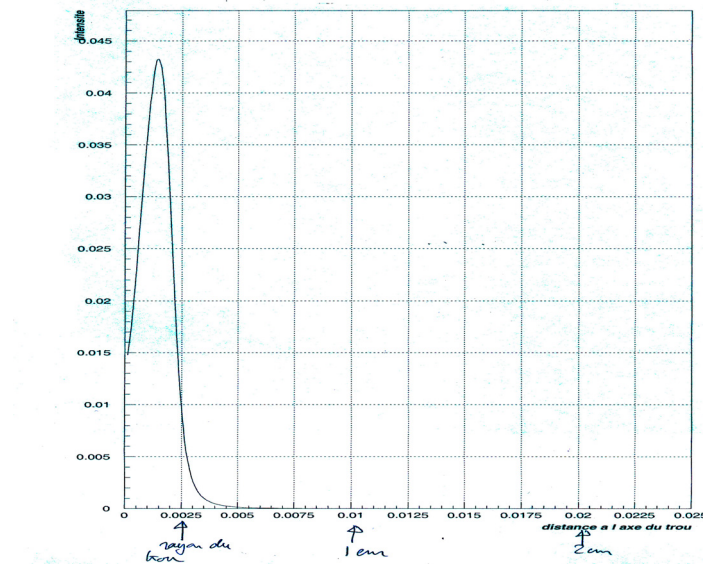


Figure 4.5 : Figure de diffraction se formant à la sortie d'un des réflecteurs hébergeant les fibres correspondant à une fréquence de 150 GHz. En abscisse nous représentons la distance en mètre à l'axe optique du cornet B2B lui faisant face.

4.2.2 Le signal en temps

Le signal en vue directe

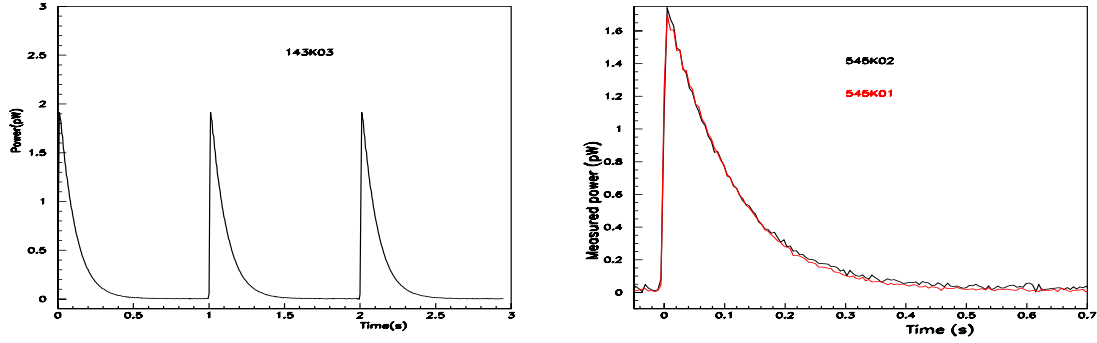


Figure 4.6 : Figure de gauche : Signal mesuré par le 143K03 en pW en fonction du temps (s) quand nous alimentons en tension la fibre qui lui fait face. Figure de droite : superposition des signaux en temps mesurés sur les bolomètres 545K01 et 545K02 (en pW) quand nous excitons les fibres leur faisant face.

La première remarque que nous pouvons faire sur les données est leur reproductibilité comme le montre la figure 4.6 à gauche sur laquelle est représenté le signal mesuré en pW sur le bolomètre 143K03 en fonction du temps quand nous excitons la fibre qui lui fait face. La forme du signal est particulièrement stable : dans la suite nous pourrions donc sommer les pics d'une même voie après un simple recalage en temps afin d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit.

Un zoom pour les données des 545K01 et 545K02 est indiqué sur la figure de droite quand les fibres associées (resp. 4 et F) sont alimentées. Nous remarquons là encore que les deux impulsions sont très proches l'une de l'autre. Les signaux sont très semblables d'un bolomètre à l'autre car la forme du signal est dominée par le temps de refroidissement des fibres (de l'ordre de 100ms environ contre les 4ms du réponse des bolomètres (cf. chapitre 9)). Nous remarquons au passage que les deux réflecteurs utilisés pour les voies à 545GHz étaient l'un taraudé et l'autre non, ce qui n'a eu aucun impact sur la puissance reçue sur les détecteurs à cette fréquence.

4.3 La diaphonie d'Archeops mesurée par les fibres de carbone

4.3.1 Estimation qualitative

Le principe de la mesure de diaphonie est simple : nous excitons consécutivement les fibres et enregistrons sur quelques minutes le signal en temps mesuré sur toutes les voies bolométriques. Nous pouvons ensuite en faire la sommation en temps et en déduire la matrice de corrélation entre voies. Il est à noter que nous ne séparons pas ici diaphonie électrique et diaphonie optique et que les deux phénomènes sont étudiés dans leur ensemble.

Avant de passer à l'analyse quantitative de cette diaphonie, nous montrons les signaux sommés en temps obtenus sur tous les bolomètres quand nous chauffons la fibre devant le 143K03 sur la figure 4.7. Les données correspondent aux signaux bruts sommés et sont disposées de façon à reproduire la disposition physique des détecteurs dans le plan focal. Nous utilisons la même échelle pour toutes les figures mis à part celle du bolomètre ayant la fibre en vue directe. La plupart des bolomètres réagissent à l'excitation de la fibre simultanément, avec plus ou moins de bruit : il y a donc bien présence de diaphonie dans les données. La présence de signal sur les voies des bolomètres à 353GHz indique le niveau de diaphonie électrique dans le système puisque les bolomètres à cette fréquence avaient été retirés pour ces tests.

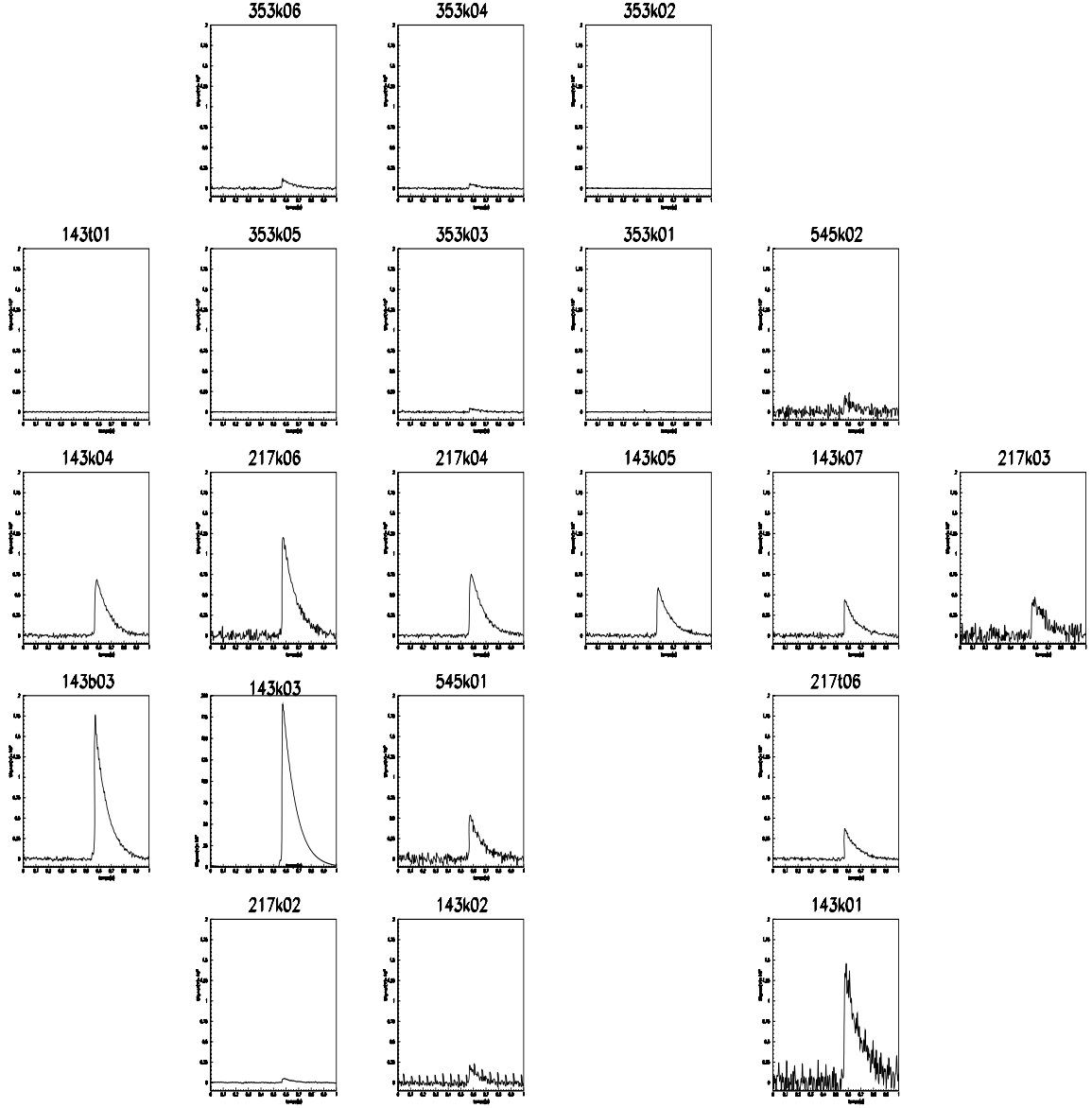


Figure 4.7 : Visualisation des signaux brutes (en μV en fonction du temps en s) sommés sur tout le plan focal lorsqu'une fibre est excitée (celle associée au 143K03).

Afin de vérifier qu'il n'y a pas de couplage électrique entre le signal envoyé sur les fibres et le système de lecture des bolomètres, nous avons envoyé alternativement des impulsions positives et négatives : nous nous attendons à ce que dans les deux cas la diaphonie optique soit toujours positive alors que cet éventuel couplage conserve le signe. Ceci nous a permis de montrer qu'un tel parasite électrique était négligeable.

4.3.2 Estimation quantitative

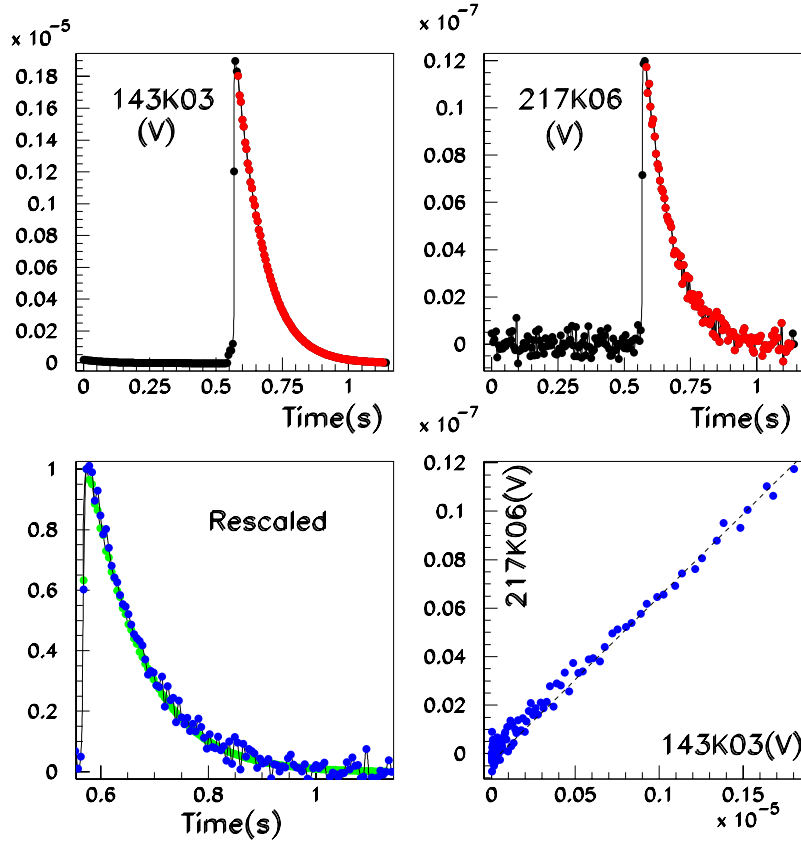


Figure 4.8 : Figures du haut : signal sommé en V et en temps mesuré par les bolomètres 143K03 et 217K06 quand nous envoyons du signal sur la fibre devant le 143K03. Les points en rouge sont ceux utilisés pour déterminer le coefficient de proportionnalité des deux signaux. Figure du bas à gauche : signal renormalisé des deux mêmes bolomètres (en vert le 143K03 et en bleu le 217K06) : nous remarquons que la forme du signal ne dépend pas du bolomètre que nous étudions. Figure du bas à droite : signal en V du 217K06 en fonction de celui du 143K03 pour les points en rouge de la figure supérieure.

Pour caractériser quantitativement la diaphonie observée, nous pouvons simplement comparer les rapports des amplitudes des pics observés ramenées à l'amplitude du signal mesuré par le bolomètre devant lequel nous chauffons la fibre. Sachant que la forme du signal est dominée par le temps de réponse des fibres, et donc que le signal en temps de diaphonie est proportionnel au signal reçu par le bolomètre en vue directe, nous pouvons également exploiter cette proportionnalité. La corrélation entre les voies est illustrée par la figure 4.8 qui montre le signal sommé du bolomètre 143K03 et celui du bolomètre 217K06 lorsque l'on envoie un signal sur la fibre faisant face au 143K03. Nous pouvons extraire les coefficients de

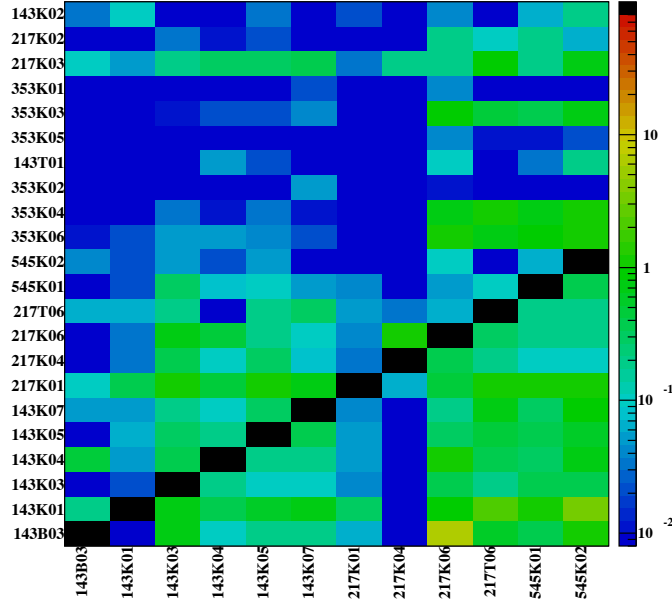


Figure 4.9 : Matrice de corrélation du signal mesuré entre bolomètres en % due à la diaphonie. Ces résultats ont été obtenus en envoyant des impulsions sur les fibres

proportionnalité entre les voies par un ajustement linéaire.

La matrice de corrélation pour cette méthode est représentée par la figure 4.9. Les erreurs statistiques de ces mesures sont de l'ordre de quelques pour mille.

La diaphonie mesurée n'excède pas quelques pourcent ($\mu V/\mu V$). La matrice n'est pas symétrique car les fuites optiques se propagent par les interstices entre les différents étages du cryostat et n'ont donc pas, mécaniquement, de raison d'être identiques dans un sens et dans l'autre : nous pouvons nous référer à la figure 4.10 à gauche où nous voyons que d'éventuelles fuites entre l'étage 1.6K du bolomètre le plus à gauche et le cornet 100mK du second ne seront pas du même ordre que celles provenant de l'étage 1.6K du second vers le premier bolomètre.

4.3.3 Conclusion

Afin de comprendre ces taux de diaphonie, nous pouvons étudier de plus près l'espace entre les cornets à 100mK et la plaque à 1.6 K qui est illustré par la photographie de la figure 4.10 à gauche. Durant le vol Archeops KS1 de 2000/2001 deux types de bolomètres (dits "T" - pour Trapani - et "K" - pour Kiruna) étaient installés sur le plan focal avec des supports différents pour chacun. Le fait d'utiliser ces deux types de supports (de hauteurs différentes) empêchent la plaque à 1.6K d'être au plus près des sorties des cornets 100mK. La mécanique des deux types de cornets est indiquée sur la figure 4.10 à droite. Dans ce contexte, ces fuites sont possibles entre les interstices qui peuvent atteindre jusqu'à 2 mm d'épaisseur.

Pour les vols KS2 et KS3, suite à ces mesures, il fut décidé de ne plus remettre les bolomètres Trapani afin de diminuer la diaphonie optique entre les voies. De plus nous avons amélioré les capots qui protègent les fils à l'arrière des bolomètres afin de réduire la diaphonie électrique.

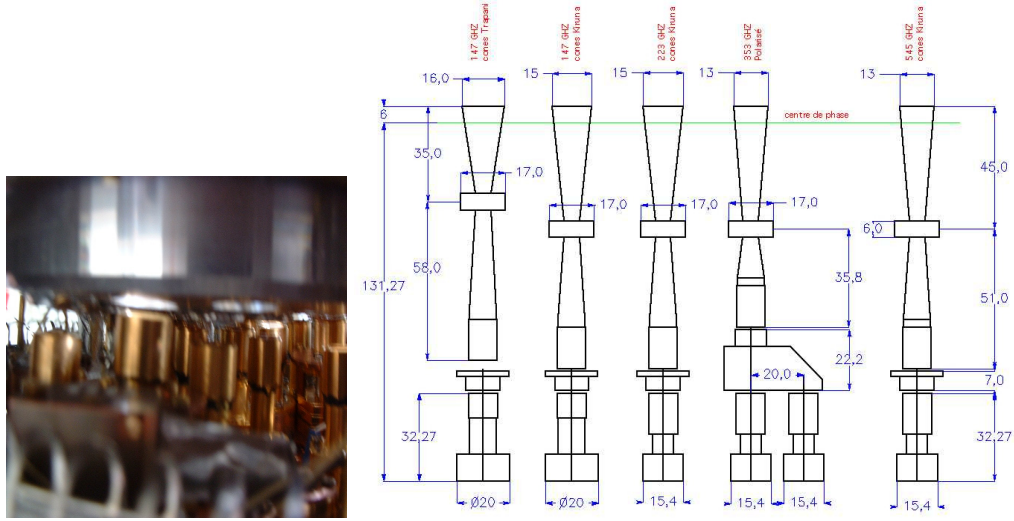


Figure 4.10 : Figure de gauche : Espace entre les cornets à 100 mK et la plaque à 1.6 K. La taille de l'ensemble cornet/base mécanique varie. Les supports des bolomètres les plus récents (de type Kiruna) sont moins hauts que ceux utilisés lors du vol de Trapani. Figure de droite : Description mécanique de l'optique froide pour les voies dites Trapani et celles dites Kiruna.

4.4 Estimation de la diaphonie optique avec les données en vol

Dans la mesure où les résultats obtenus à la section précédente l'ont été en utilisant un plan focal très proche de celui de vol (KS1), nous pouvons nous demander si nous aurions pu aussi mesurer la matrice de corrélation du signal entre bolomètres à l'aide des données en vol. Notons tout de même qu'entre les deux mesures, Archeops a été récupéré en Russie suite au vol, que la nacelle a été transportée jusqu'en Suède, puis rapatriée en France. L'instrument a ensuite été réouvert, démonté et remonté à Grenoble : il n'y a donc pas de raison a priori de trouver les mêmes résultats numériques entre les deux analyses, l'idée étant plutôt de vérifier que le niveau éventuel de diaphonie en vol n'affecterait pas une analyse CMB. Pour cela nous considérons les données enregistrées lors du passage de Jupiter devant le plan focal permettant d'obtenir le plus fort rapport signal sur bruit possible². Cette analyse nous permet de déduire conjointement la diaphonie électrique et optique. Nous pourrions également étudier les glitches pour faire une analyse sur un lot de données différent et donc complémentaire puisqu'insensibles à la diaphonie optique.

L'étude de la diaphonie peut se faire à l'aide de ces données car Jupiter n'illumine pas deux bolomètres en même temps, bien que les temps de réponse des bolomètres étalent la réponse comme le montre la figure 4.11 qui présente une superposition en temps du signal mesuré par les bolomètres de la ligne du 143K04. Nous remarquons de plus que la forme des signaux varie légèrement d'un bolomètre à l'autre ce qui n'était pas le cas des données au sol.

Dans un premier temps, nous filtrons le signal en appliquant un filtre passe haut au dessus de 1Hz environ, afin de s'affranchir des dérives liées principalement aux variations de température des étages cryogéniques, aux variations d'élévation et de rotation de la nacelle.

Nous sélectionnons les pics dus à Jupiter en appliquant les critères suivants, qui nous permettent d'éliminer les glitches et les bouffées de bruit :

- * le signal doit être plus grand que 5 fois le bruit

²Pour plus de détails sur ces données nous pouvons nous référer au chapitre 9 puisque ce sont les mêmes qui nous ont permis d'étudier les lobes.

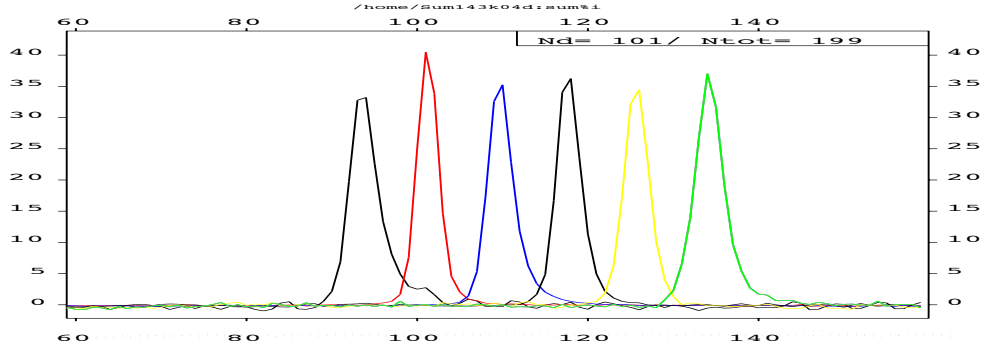


Figure 4.11 : Superposition en numéro d'échantillon des données des bolomètres de la ligne du 143K04 en μV .

- * la durée du signal est comprise entre 2 (pour éliminer les glitches) et 40 échantillons qui est la durée maximale associée à un signal dû à Jupiter (1 échantillon est de l'ordre de 6.6 ms).

Nous illustrons la forme des glitches dans les données par figure 4.12.

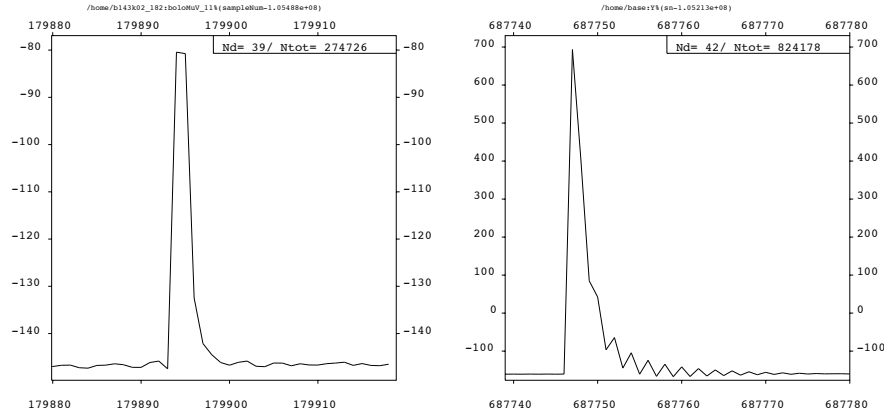


Figure 4.12 : Signal mesuré par les bolomètres d'Archeops en vol en μV par numéro d'échantillon illustrant la forme des glitch dans les données.

Après sommation des signaux et afin d'augmenter le rapport signal sur bruit (ce qui correspond à peu près à la sommation de 20 cercles sur le ciel), nous obtenons par exemple pour le 143B03 la figure 4.13 à droite pour les instants où Jupiter passe devant le 217K04 comme le montre la figure de gauche.

En estimant simplement la diaphonie entre les voies par le rapport des amplitudes nous obtenons des valeurs de l'ordre de quelques pourcent comme le montre la figure 4.14. Le fait qu'il existe une corrélation entre les bolomètres à 353GHz par paire³ est normal puisqu'il s'agit des canaux polarisés qui sont par construction couplés optiquement.

³Les bolomètre 353K06 (resp. 353K04) est couplé au bolomètre 353K05 (resp. 353K03).

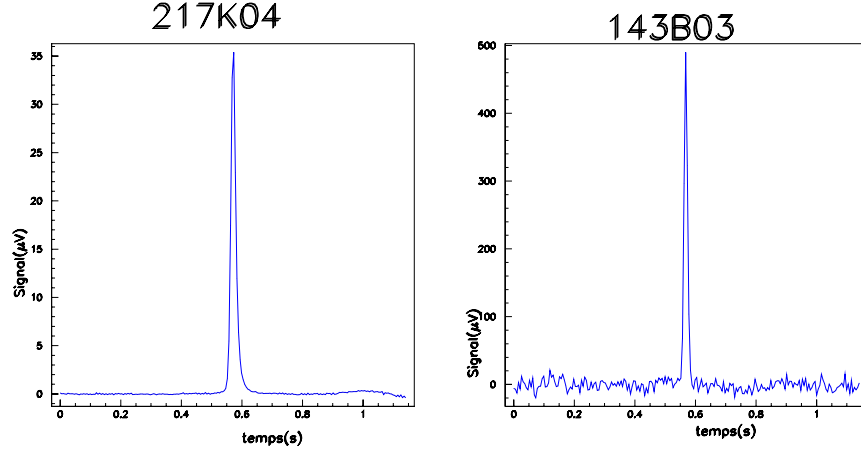


Figure 4.13 : Signal mesuré par les bolomètres d'Archeops en vol en μV en fonction du temps (s) sur le 217K04 (à gauche) qui passe devant Jupiter et simultanément sur le 143B03, illustrant un effet de diaphonie entre les deux signaux (les deux voies ne sont pas sur la même ligne).

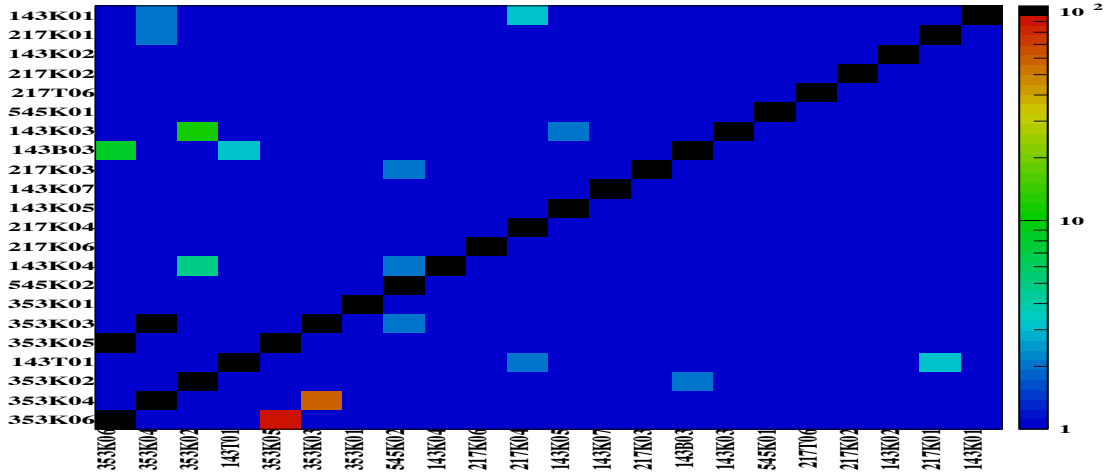


Figure 4.14 : Matrice de corrélation du signal mesurée entre bolomètres en % due à de la diaphonie. Ces résultats ont été obtenus en analysant les données en vol (KS1).

4.5 Conclusion

Les fibres de carbone nous ont permis de faire une mesure de la diaphonie globale (optique et électrique) sur Archeops avec un plan focal proche de celui du vol de KS1. Les taux de fuite mesurés sont de l'ordre de quelques pourcent. Bien que le plan focal de vol ne soit pas identique à celui des étalonnages au sol, nous avons, en parallèle, extrait des données de KS1 sur Jupiter une estimation de cette même diaphonie. Les résultats de ces deux analyses, bien que donnant des taux de diaphonie du même ordre de grandeur, ne peuvent pas être comparés paire de bolomètres par paire de bolomètres de part le fait que l'instrument ait été complètement démonté et remonté entre les deux mesures.

Bien que les niveaux mesurés soient négligeables nous avons, suite à ces mesures, retiré pour les vols suivants les bolomètres dits "Trapani" pour lesquels les supports mécaniques pouvaient potentiellement induire des fuites optiques entre l'étage à 1.6K et à 100mK. De plus, bien que nous n'ayons pas pu séparer fuites optiques et diaphonie électrique nous avons également isolé de façon plus propre les fils derrière les cornets 100mK afin de réduire le risque.

Chapitre 5

Les sources de carbone et l'étalonnage de Planck-HFI

Les mesures autour et avec des fibres de carbone qui sont décrites dans ce chapitre et le suivant ont été effectuées dans le but de mettre au point une source de lumière pouvant être pulsée et émettant dans l'infrarouge (typiquement entre 100 et 900 GHz) afin prioritairement de mesurer la diaphonie optique de l'instrument Planck-HFI.

Le principe est double :

- * Tout d'abord, dans la mesure où l'étalonnage de l'instrument de vol se fait en deux phases (avant et après vibration mécanique du système), nous cherchions à mettre au point un système de mesure fine pouvant mettre en évidence un éventuel déplacement des différents éléments de l'optique froide les uns par rapport aux autres entre ces deux phases.
- * Ce système de mesure devait également mesurer la matrice de corrélation des signaux des bolomètres afin de corriger de cet effet, si nécessaire, sur les données en temps.

Dans ce chapitre, nous expliciterons donc le cahier des charges que nous nous étions fixés, décrirons le système de mesure que nous avons développé, puis montrerons les paramètres du CQM que nous avons pu mesurer via l'utilisation de ces fibres.

5.1 Cahier des charges

Commençons par décrire les conditions que nous nous étions fixées pour le développement de ces fibres.

5.1.1 Les contraintes

Comme le but premier de ces sources est de mesurer la diaphonie optique entre les différents étages cryogéniques de Planck-HFI, chaque source se doit de répondre aux contraintes suivantes :

- * reproductibilité du signal pour permettre leur sommation et ainsi accroître le rapport signal sur bruit,
- * ne pas introduire de signal sur sa voie quand elle est éteinte,
- * avoir des temps de montée et de descente de l'ordre de quelques ms afin de pouvoir l'utiliser plusieurs fois par secondes,
- * envoyer un signal pouvant atteindre le pW (soit typiquement de l'ordre de celui de Jupiter).

En contre partie nous insistons très peu sur les contraintes de linéarité des sources.

5.1.2 Fibres de carbone

R. Cizeron a eu l'idée d'utiliser, pour nos sources, des fibres de carbone. Nous avons donc fait un premier test au Collège de France en juillet 2000 devant un bolomètre à 4K. Les résistances des fibres utilisées alors étaient de l'ordre de $1\text{k}\Omega$ à chaud ($1.4\text{ k}\Omega$ à froid). La figure 5.1 représente le signal en

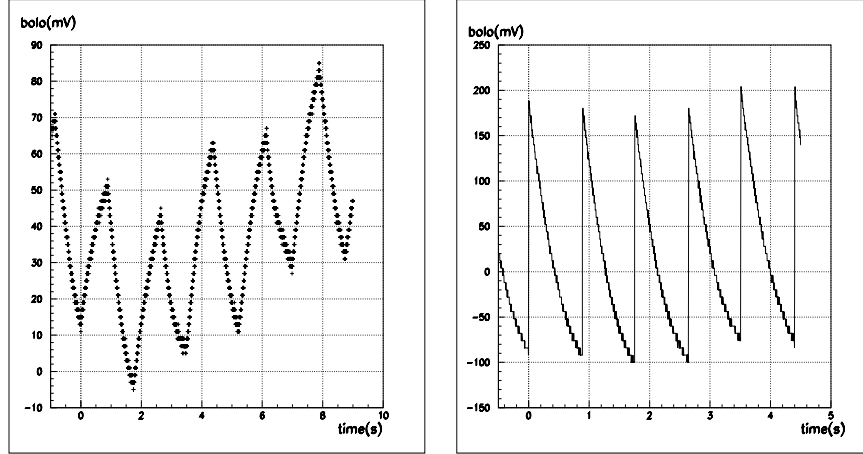


Figure 5.1 : Signal mesuré en V sur le bolomètre 4K du collège, obtenu de la façon suivante : sur la gauche en envoyant un signal carré sur la fibre de carbone de 55mV d'amplitude et de 1s environ de durée, et sur la droite en envoyant un signal impulsionnel d'amplitude 2.9V toutes les secondes.

temps du bolomètre : à gauche dans le cas où la fibre est alimentée par un signal carré et à droite en régime impulsionnel. Dans ce second cas, en étudiant plus précisément le signal (sur l'échelle de quelques millisecondes) nous observons de plus un parasite électrique d'une durée de l'ordre de 0.02 ms dont on peut exploiter la dépendance avec la polarité de la tension d'alimentation de la fibre pour le distinguer du signal de chaleur dans le cas où ce parasite subsisterait au cours des développements ultérieurs de l'électronique.

Ce premier test nous a permis de montrer que nous étions capable de mesurer sur ce bolomètre un signal issu de la fibre de carbone de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-9}\text{W}$. Nous avons également utilisé ces fibres de carbone devant les bolomètres refroidis à 100mK d'Archeops : ceci fait l'objet du chapitre 4.

5.2 Les fibres et leur utilisation dans l'étalonnage de Planck-HFI

Les tests concluants menés au Collège de France et à Grenoble sur Archeops nous ont poussés à faire deux propositions de mesures sur HFI :

- * un test de fuite optique global en envoyant un signal devant un cornet B2B et en étudiant le signal mesuré sur les bolomètres des cornets voisins. Ceci simule ce qui se passera en vol lors du passage devant une source ponctuelle. L'effet peut également être étudié en vol avec le désavantage que le signal soit quelque peu brouillé par l'effet de l'optique (entre autres l'optique froide, et le télescope cf. section 4.4). La précision visée est le pourcent.
- * un test de fuite à l'intérieur du plan focal avant et après vibration de l'instrument. Nous proposons à ce stade d'installer des fibres de carbone à l'intérieur du CQM (toutes les voies n'étant pas utilisées) pour étudier en détails ce qui aurait pu bouger ou être détérioré pendant les phases de mise en vibration du système.

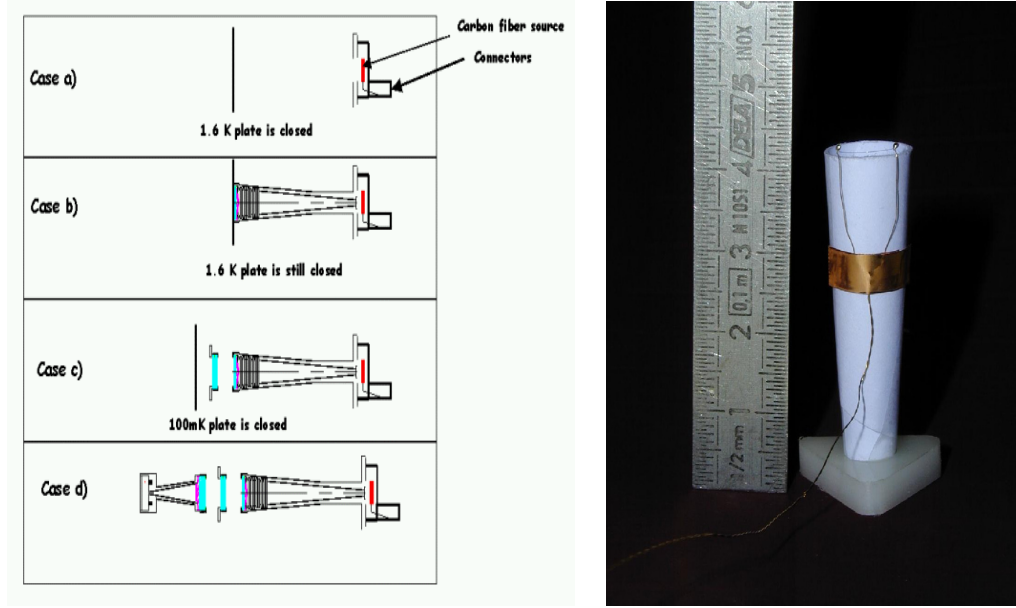


Figure 5.2 : A gauche : Schéma résumant les différents cas de mesures de fuites optiques à l'intérieur du plan focal HFI. Les détails sont donnés dans le texte. A droite : Maquette de l'installation d'une fibre aux bords d'un cornet B2B.

Le premier cas est décrit en détails dans les sections suivantes. Par contre arrêtons nous sur le second cas : l'idée est d'utiliser certains canaux du CQM laissés sans bolomètre pour y installer des fibres de carbone. Nous disposons alors de plusieurs solutions indiquées sur la figure 5.2 qui nous auraient permis de tester les interfaces entre les différents étages cryogéniques :

- * cas a) Nous plaçons simplement une fibre à la place d'un cornet B2B, sachant que la plaque à 1.6K est fermée. Dans ce cas nous testons essentiellement les fuites éventuelles au niveau de l'étage à 1.6K (entre les cornets B2B et les filtres).
- * cas b) Si nous pouvions disposer d'un demi-cornet B2B nous pourrions effectuer la même mesure que dans le cas a) en prenant en plus en compte l'optique.
- * cas c) Si, pour la voie où nous installons notre fibre, nous pouvions garder le demi-cornet B2B mentionné précédemment et des filtres 1.6K, la lumière dispensée par notre système pourrait atteindre et donc tester l'étage à 100mK.
- * cas d) Et enfin le dernier cas de figure, si nous disposions d'une voie complète jusqu'à 100mK (cornet à 100mK compris sans bolomètre) nous aurions pu obtenir l'ensemble des mesures caractérisant l'intérieur de l'instrument. Ces mesures auraient été équivalentes aux mesures de fuites globales à ceci près que nous n'aurions pas de diaphonie électrique induite par notre système via l'électronique de lecture des bolomètres.

La photographie à droite de la figure 5.2 nous montre une étude menée pour l'installation des fibres à l'entrée des B2B (ces derniers étant modélisés par le cône de carton blanc). Du fait que le CQM n'a pas subi la phase de tests en vibration, ce projet n'a pas été concrétisé.

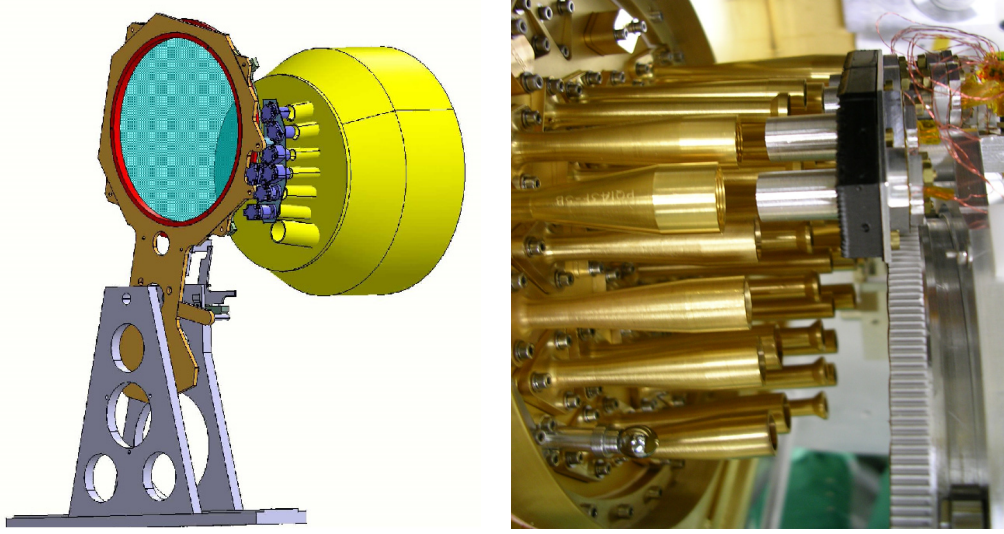


Figure 5.3 : Figure de gauche : schéma représentant l'installation des réflecteurs supportant les fibres de carbone nécessaires à la mesure de la diaphonie optique sur un coté de la bascule devant le plan d'entrée des cornets back to back. Figure de droite : installation mécanique du système : photographie des réflecteurs visant l'entrée des cornets B2B.

5.2.1 Description mécanique du système

Nous nous concentrons donc dans la suite sur le système développé pour l'étude des fuites optiques globales. Pour ce faire et compte tenu des contraintes liées à la cryogénie¹, nous avons installé un jeu de fibres sur le bras de la bascule comme le montre la figure 5.3.

Sept doublets de fibres étaient ainsi installés sur le bras de la bascule pour les mesures du CQM. Les bolomètres qui sont ainsi directement illuminés sont les 143-5, 143-1, 545-2, 353-3, 353-2, 217-5 et 217-1 (100-1 et 857-1 ne seront pas testés) comme le montre la figure 5.4. Sur le schéma, la distance entre la sortie des cornets B2B et l'extrémité des réflecteurs varie entre 10 et 13 mm selon les bolomètres que nous considérons (cf. figure 5.4). Nous avons dans les faits pu rapprocher la roue et cette distance est plutôt comprise entre 5 et 10 mm. Pour le PFM cette distance sera un peu plus grande du fait de la présence de voies de mesure (et donc de cornets B2B) supplémentaires.

Le centre de chacun des réflecteurs est directement en face du centre de phase des cornets B2B dans la position "Mesure de diaphonie" de la roue. Pour placer la roue dans cette position, R. Cizeron a imaginé un système de cliquet.

Une autre paire de fibres a été ajoutée sur le miroir afin de pallier à l'absence du FTS pour l'étalonnage du CQM pour la mesure des constantes de temps des bolomètres. Ces fibres restent en place pour les mesures du PFM et les mesures des constantes de temps avec la source externe du FTS, et avec les fibres seront ainsi comparées.

Pour différencier les deux fibres de chaque réflecteur nous les dénommons l'une "directe" et l'autre "retardée". Leur caractéristiques (résistances à 300K et longueur) sont résumées dans la table 7.5. La paire numéro 8 est celle du miroir.

¹Le système le plus adapté aurait été de faire une mise en froid de Saturne dédiée en positionnant nos sources au plus près des cornets B2B, mais pour des raisons évidentes de temps nécessaire à la mise en froid du cryostat nous avons choisi d'installer nos fibres sur une structure - la bascule - déjà proposée dans le cadre de la calibration.

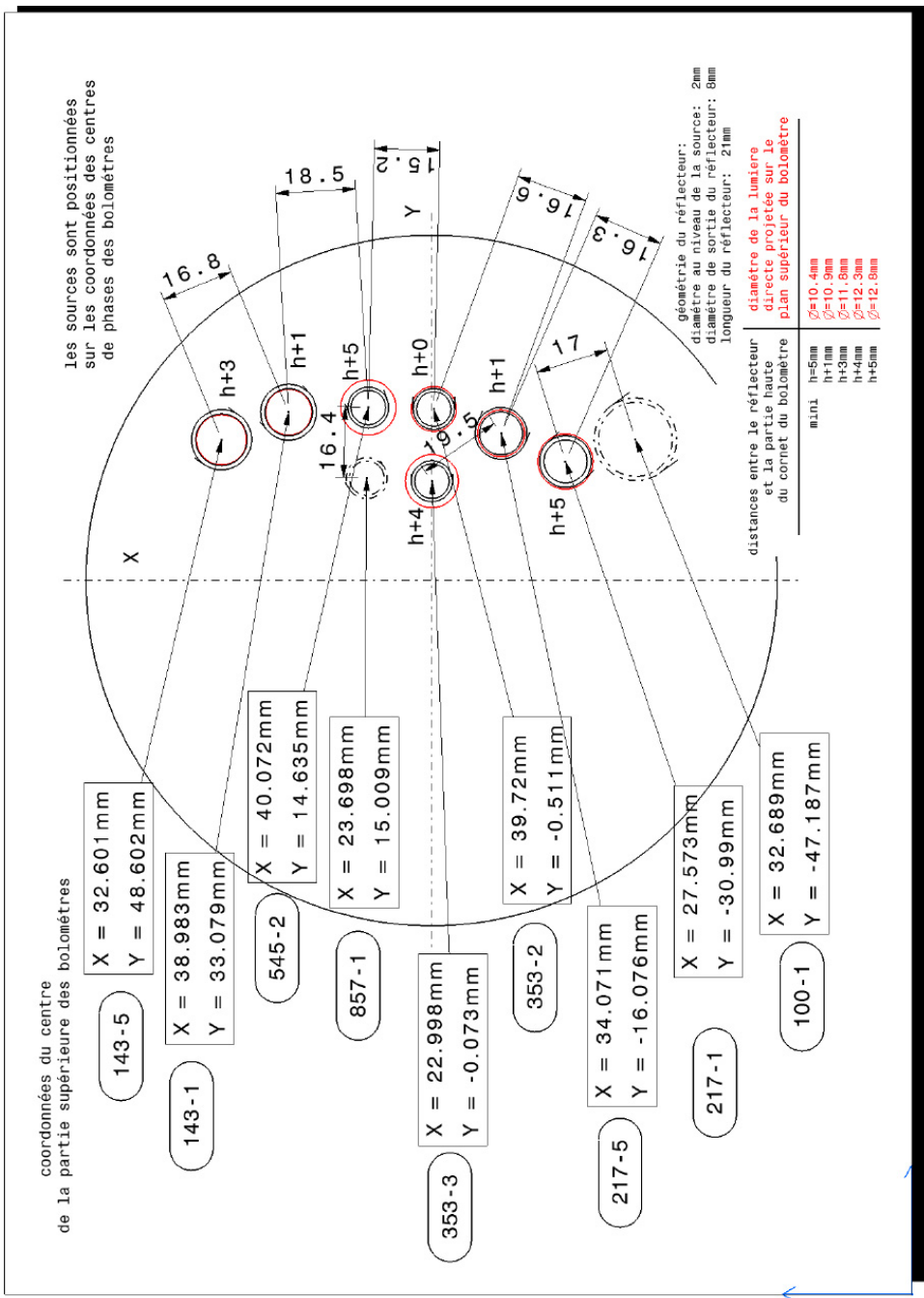


Figure 5.4 : Coordonnées et positions des réflecteurs hébergeant les fibres de carbone devant les cornets B2B des bolomètres testés.

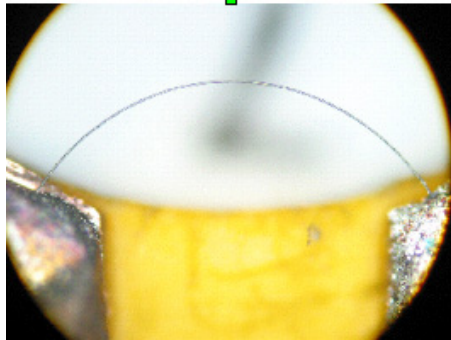


Figure 5.5 : Photographie des fibres de carbone utilisées pour l'étalonnage du CQM, leur diamètre est de $6\ \mu\text{m}$.

5.2.2 Sources et Réflecteurs

Description

Chaque paire de fibres est placée dans un réflecteur. Chaque fibre de carbone, d'environ un millimètre de long, est soudée à la colle d'argent sur un circuit en kapton. Le plan de ce dispositif est présenté sur la figure 5.6. La forme des réflecteurs permet d'optimiser le signal entrant dans le cornet B2B lui faisant face par rapport au signal illuminant par diffraction le cornet voisin (un tel effet étant un bruit de fond dans notre analyse (cf. section 5.3)). Ils ont une forme d'ellipse au foyer de laquelle nous plaçons les fibres et qui est complétée vers l'entrée des B2B par un cylindre de 2.5 cm de longueur. Dans la partie arrière du circuit le support est travaillé de façon à ce que les fibres soient au centre d'une petite sphère intégrante de 2mm de diamètre.

Une simulation des faisceaux sortant des réflecteurs par réflexions multiples sur les parois internes est montrée sur la figure 5.7, et nous a permis de définir la géométrie optimale du système. La façon dont les fibres sont soudées est illustrée par la photographie de la figure 5.5.

Les fibres du miroir (CSM) sont installées comme celles utilisées pour la mesure de la diaphonie dans le fond d'un réflecteur, à une distance de 24.6 mm du bord intérieur du miroir rendant le réflecteur plus court. Le réflecteur est installé le plus au centre du miroir possible de façon à illuminer tout le plan focal. Nous récapitulons dans le tableau 5.8 les valeurs des angles entre la direction de visée des cornets B2B et la direction du faisceau émis par ces fibres en direct et entrant dans le cornet B2B par son centre de phase. Nous faisons également figurer les distances entre le centre du trou sur le miroir et le centre de phase des cornets.

5.2.3 Electronique

Nous cherchons à exciter ces fibres de carbone en leur appliquant une tension électrique modulée en créneaux. Pour ce faire, Claude Eder a réalisé un boîtier électronique permettant de les alimenter par des impulsions calibrées en largeur et en amplitude. Il est composé de deux coffrets, l'un pour les impulsions directes et l'autre pour les impulsions retardées (correspondant aux deux fibres de chaque réflecteur) dont le synopsis général est représenté sur la figure 5.9. Ces coffrets se pilotent via un programme Visual Basic à partir d'un PC dédié. Ils peuvent également en partie être commandés manuellement (entre autres une sécurité manuelle est prévue). L'interface graphique gérant le système est illustrée par la figure 5.10 dans le cas où nous alimentons les fibres 7Dir (coffret supérieur) et 4Ret (coffret inférieur) avec des impulsions carrées respectivement d'amplitude 1.271 et de 1.624V, et une largeur autour de 5 ms toutes les 50 ms.

La génération des impulsions se fait par des monostables (un par coffret) délivrant une impulsion maximale de 10V. Le réglage de la largeur (coffret des impulsions directes) et du retard (coffret des impulsions retardées) s'effectue par les circuits RC des monostables. Les filtres sont en parallèle avec des contacts de relais afin de limiter le bruit dû au circuit d'électronique (les bolomètres étant extrêmement

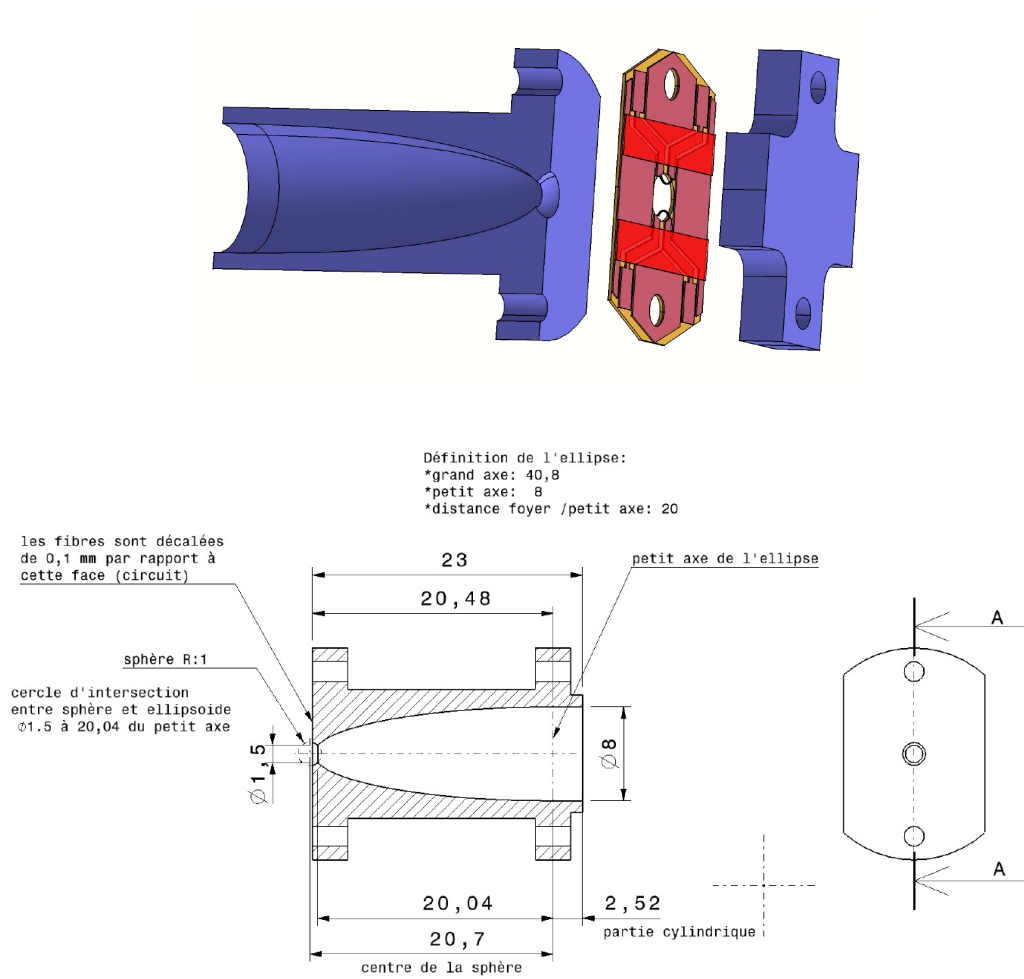


Figure 5.6 : Figure du haut : Vue éclatée des réflecteurs hébergeant des fibres de carbone. Figure du bas : dessin de l'ensemble.

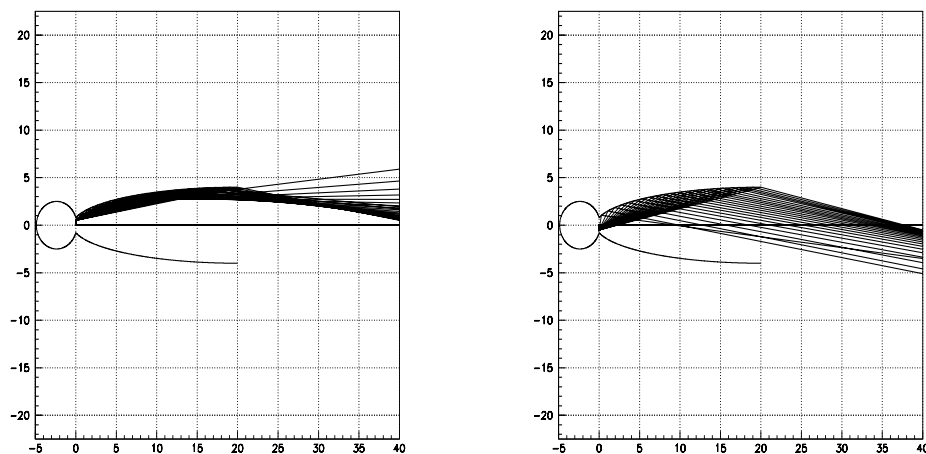


Figure 5.7 : Tracé de rayons correspondant au réflecteur des fibres de carbone à partir d'un point de coordonnées (dans le système montré par la figure) $x=0$, $y=\pm 0.5$ mm . La figure de gauche illustre le tracé optique des rayons sortant en vue directe ou se réfléchissant à la sortie du réflecteur. La figure de droite illustre les rayons pour lesquels il y a eu réflexions à l'intérieur du réflecteur.

Bolomètre	Angle α (degrés)	distance d (mm)
100-1	3.48	318.00
143-1	2.196	332.56
143-5	3.006	337.8
217-1	2.758	317.9
217-5	1.855	320.00
353-2	1.257	322.48
353-3	2.21	320.86
545-2	1.49	327.01
857-1	2.329	325.46

Table 5.8 : Description géométrique de la source CSM : angle entre l'axe de visée du réflecteur et l'axe de visée de chaque cornet B2B, et distance entre le centre de phase des mêmes cornets et le centre de l'entrée du réflecteur de CSM.

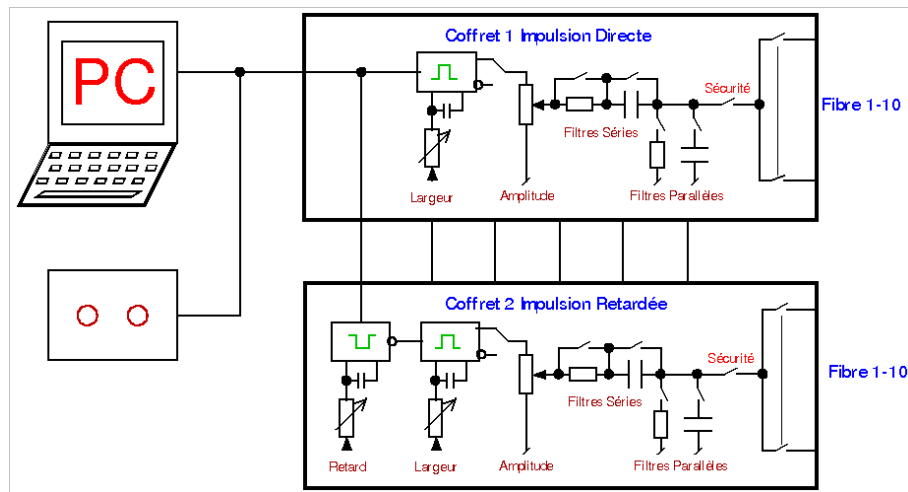


Figure 5.9 : Synopsis général décrivant le principe du générateur d'impulsion des fibres de carbone dans l'étalonnage de Planck-HFI.

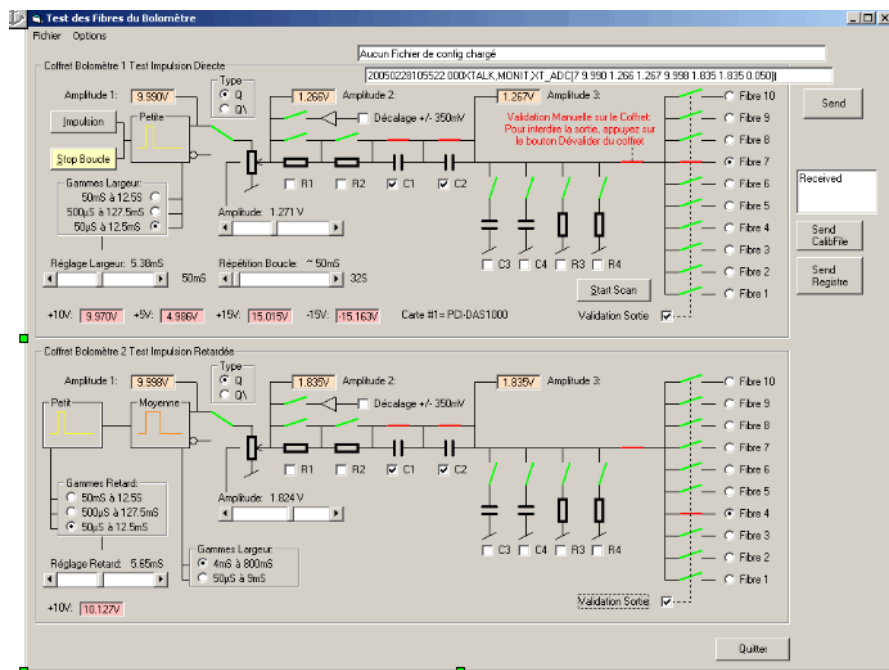


Figure 5.10 : Schéma représentatif de la façade des boîtiers d'électronique permettant d'alimenter en tension les fibres de carbone.

sensibles).

5.3 Diffraction

Nous cherchons à quantifier la précision avec laquelle nous sommes capables de mesurer les fuites optiques en étudiant les profils de diffraction de la lumière issue de nos sources dans le plan d'entrée des B2B. Ces calculs ont été effectués par Jacques Haïssinski.

Nous assimilons la sphère intégrante à une source ponctuelle placée en F_1 émettant une onde sphérique isotrope (cf. figure 5.11).

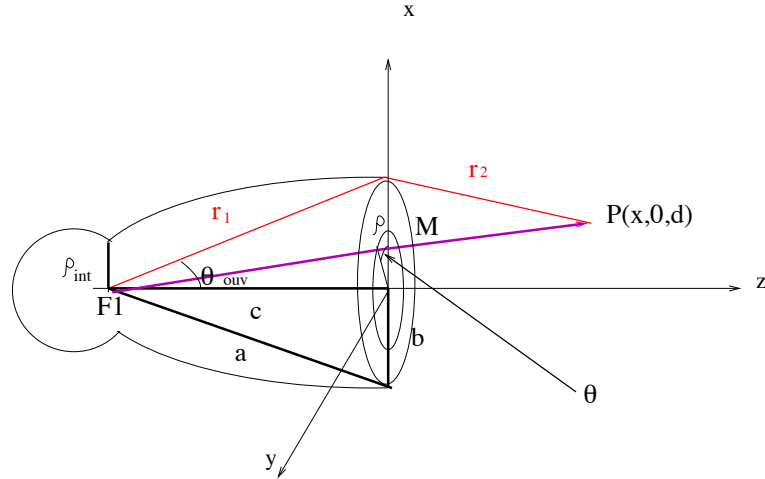


Figure 5.11 : Vue schématique d'un des réflecteurs abritant les sources de carbone montrant les deux types d'ondes prises en compte dans le calcul de diffraction (Attention ce dessin n'est pas à l'échelle).

Le processus résultant est la superposition de deux ondes : celle qui sort directement de l'orifice du réflecteur assimilé à une ellipsoïde (onde n^o1) et celle qui sort après réflexions sur la paroi interne de l'ellipsoïde (onde n^o2).

Le flux d'énergie P transporté par ces deux ondes est proportionnel à l'angle solide sous-tendu par chacune d'entre elle :

$$P_1 \propto 2\pi(1 - \cos \Theta_{ouv}) \quad (5.1)$$

avec $\cos \Theta_{ouv} = c/a$. L'intensité de l'onde n^o1 peut être approximée la valeur moyenne de l'intensité sur la surface de sortie de l'ellipsoïde :

$$I_1 \propto \frac{P_1}{\pi b^2} \quad (5.2)$$

$$\propto \frac{2}{b^2}(1 - \cos \Theta_{ouv}) \quad (5.3)$$

Pour l'onde n^o2 elle éclaire une couronne du disque de sortie de rayon extérieur b et de rayon intérieur $\rho_{int}/2$:

$$I_2 \propto \frac{P_2}{\pi(b^2 - (\rho_{int}/2)^2)} \quad (5.4)$$

$$\propto \frac{2 \cos \Theta_{ouv}}{b^2 - (\rho_{int}/2)^2} \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

L'amplitudes relative A_{21} des deux ondes s'écrit alors :

$$A_{21} = \sqrt{\frac{I_2}{I_1}} = \sqrt{\frac{\cos \Theta_{ouv}}{1 - \cos \Theta_{ouv}} \frac{1}{1 - (\rho_{int}/2b)^2}}. \quad (5.7)$$

L'amplitude totale résultant de la somme des deux ondes s'écrit alors comme la somme :

$$A \propto \int_0^b \frac{e^{ik(r_1+r_2)}}{r_1 + r_2} \frac{d}{r_2} \rho d\rho d\theta + \quad (5.8)$$

$$A_{21} \int_{\rho_{int}}^b \frac{e^{ik(2a-\sqrt{\rho^2+c^2})}}{c + r_2} \frac{d}{r_2} \rho d\rho d\theta \quad (5.9)$$

où r_1 et r_2 sont définis selon la figure 5.11.

Nous obtenons les figures de diffractions montrée en 5.12 où nous montrons pour chaque bande de fréquence l'intensité reçue sur la surface de sortie du cornet B2B faisant face à la fibre en fonction de la distance à l'axe de ce cornet² : nous nous plaçons dans deux configurations, dans le cas où la distance entre la sortie du réflecteur et l'entrée dans le cornet est de 1 cm (4 figures du haut) et dans le cas où cette distance est de 2 cm (4 figures du bas).

Nous pouvons à partir de ces courbes estimer l'intégrale du signal au delà de 1cm autour de l'axe des cornets ramenée à l'intégrale totale du signal et on obtient les chiffres donnés dans la table 5.13, ce qui donne une idée de la précision avec laquelle nous pouvons mesurer la diaphonie pour différentes distances entre la sortie des réflecteurs et l'entrée des B2B. Nous remarquons que pour faire une mesure au pourcent à 143GHz il faut être à moins de 2cm de l'entrée des B2B, ce qui est largement le cas.

Fréquence	0.05(%)	1cm (%)	2cm (%)	3cm (%)
545 GHz	0.02	0.09	0.1	0.3
353 GHz	0.05	0.08	0.2	0.7
217 GHz	0.06	0.1	0.6	1.5
143 GHz	0.2	0.2	1.2	3.5

Table 5.13 : Pourcentage du signal total en dehors d'un cm de l'axe du trou d'entrée des cornets B2B pour les différentes bandes de fréquences en fonction de la distance entre la sortie des réflecteurs et l'entrée des B2B (nous utilisons ici 0.5, 1, 2 et 3 cm pour cette distance).

5.4 Conclusions

Nous avons montré dans ce chapitre les différentes phases de conception du système de mesure de fuites optiques utilisant les fibres de carbone pour l'étalonnage de Planck-HFI (CQM puis PFM).

Le choix de placer les cornets hébergeant les fibres sur le côté de la roue supportant le polariseur s'est trouvé être la solution la plus réaliste (réalisable) bien que ne permettant de faire les mesures que pour un nombre limité de détecteurs (7 cornets B2B sont ainsi éclairés). Ils ont été, sur le tard, complétés par deux fibres installées face au plan focal sur le miroir de renvoi de la sphère pour une mesure des constantes de temps des bolomètres.

La mesure des fuites optiques par les fibres installées sur la roue est limitée par le système de mesure de part le fait que les sources sont éloignées de la sortie des B2B. Néanmoins, par des simulations de l'effet de diffraction, nous pouvons montrer qu'il reste possible de faire une mesure au pourcent dans le cas où l'extrémité des réflecteurs hébergeant les fibres et l'entrée des B2B sont éloignés de 2 cm.

²Le profil est symétrique par rapport à l'axe du cornet B2B.

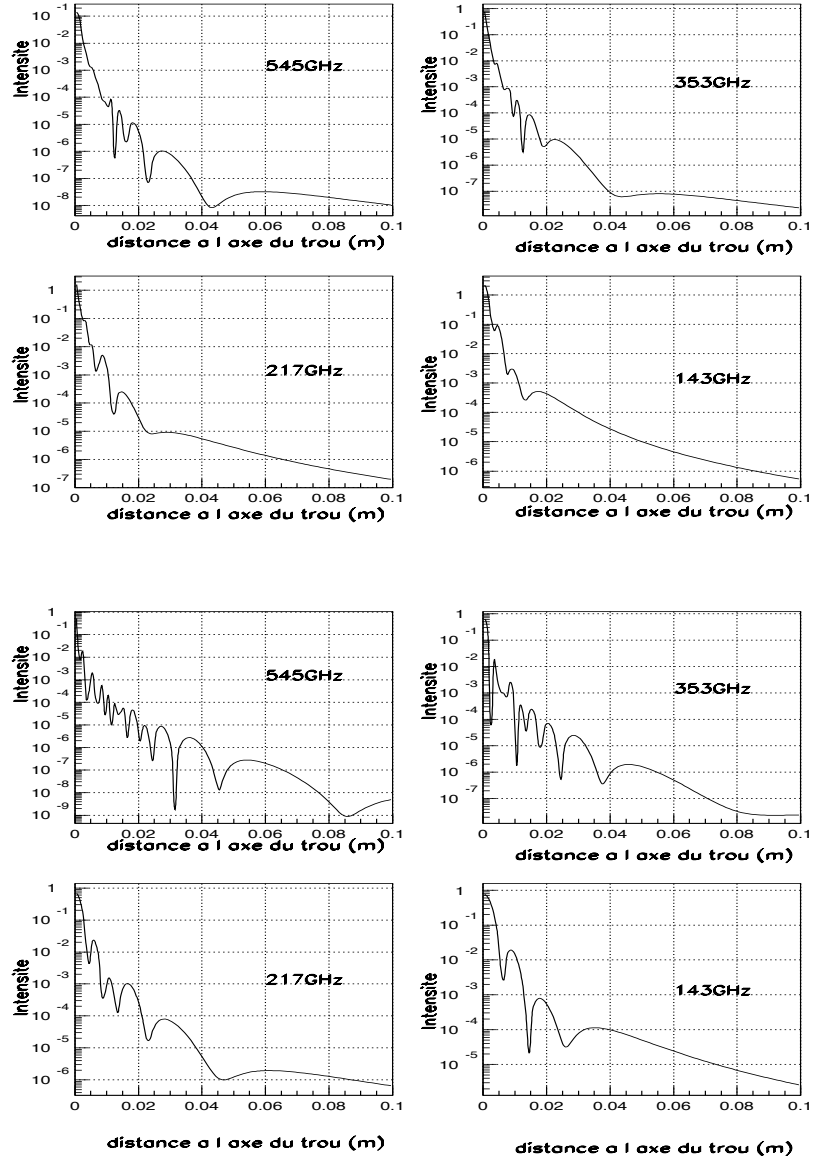


Figure 5.12 : Figure de diffraction dans le plan de sortie des cornets B2B pour chaque bande de fréquence : pour 1 cm d'écart entre la sortie de réflecteurs et l'entrée des B2B sur la figure du haut et pour 2 cm sur la figure du bas

Chapitre 6

Mesures avec les fibres dans Saturne

Ce chapitre retrace les mesures qui ont été effectuées avec les fibres dans le cryostat Saturne, à savoir, sur le modèle de qualification cryogénique de HFI d’une part et sur le bolomètre étalon d’autre part.

6.1 Etalonnage du modèle de qualification cryogénique

L’étalonnage du modèle de qualification cryogénique de Planck a eu lieu entre la fin du mois d’octobre et le mois de novembre 2004 dans la station de l’IAS. La descente en froid de la cuve Saturne a commencé autour du 27 octobre, le plan focal est descendu régulièrement en température jusqu’au 8 novembre, date à laquelle la dilution s’est drastiquement ralentie au point d’atteindre un plateau autour de 550mK puis de remonter jusqu’à 800mK. La raison de ce comportement a été imputé à des fuites d’Helium dans le vide d’isolement du réservoir de garde de Saturne. Pour y remédier la dilution a été arrêtée et l’instrument a été réchauffé (l’étage 4K de HFI est remonté à 18K et la platine 100mK entre 3.5 et 7K), ceci afin d’évacuer l’hélium qui a été vraisemblablement condensé sur les parties froides de la dilution, causant un court-circuit thermique d’hélium superfluide empêchant le refroidissement du plan focal d’HFI.

La figure 6.1 montre le taux de fuite en mbar/l.s mesuré dans Saturne en fonction du temps. Les pics correspondent aux opérations cryogéniques sur la cuve. La redescente entre le 16 et le 17 novembre correspond à un second réchauffage/pompage de l’He, le premier réchauffage n’ayant pas permis une desorption du piège à charbon actif installé sur le 4K de Saturne.

La troisième tentative de descente en froid qui s’ensuivit s’avéra fructueuse et a été rendue possible par l’utilisation nominale du charbon actif installé sur le 4K de Saturne et en réduisant au maximum les opérations cryogéniques : après un réchauffage du plan focal à 52K (22K pour l’étage à 100mK) la plaque de la dilution a atteint une température de 110mK avec une pente de 1.2mK/heure à cette température (comportement nominal de la dilution d’après les tests de qualification).

6.2 Les fibres de carbones vues par les bolomètres

6.2.1 Signal en temps

Le premier signal optique détecté sur les bolomètres lors de la descente en froid provenait des sources de carbone du miroir (CSM). La figure 6.2 a été obtenue autour de 1K, elle montre le signal en temps du bolomètre 353-2 (en ADU) et dessous le spectre de puissance associé calculé sur 2 heures environ pour, à gauche, une fréquence de pulse des fibres de l’ordre de 2.52Hz et à droite lorsque nous avons fait varier la fréquence des pulses autour de 1.67Hz. Les deux fibres CSM étaient alors pulsées avec une amplitude en tension de l’ordre de 500mV (les 2 montées du signal étant synchrones mais pas les descentes).

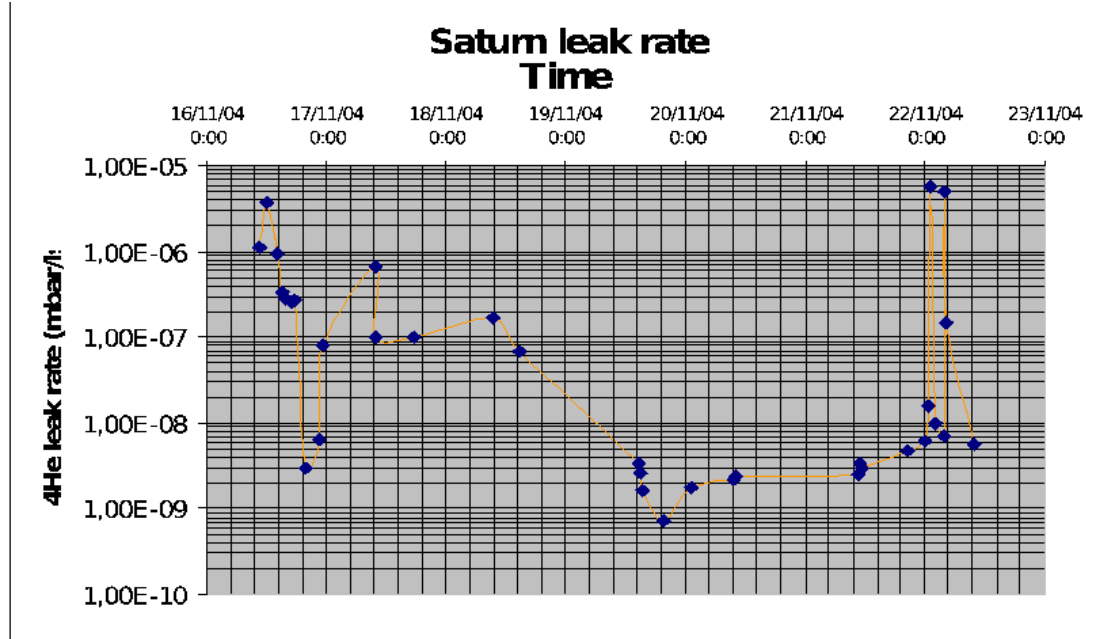


Figure 6.1 : Taux de fuites (en mbar/l/s) mesurés sur Saturne durant la période d'étalonnage du CQM de Planck.

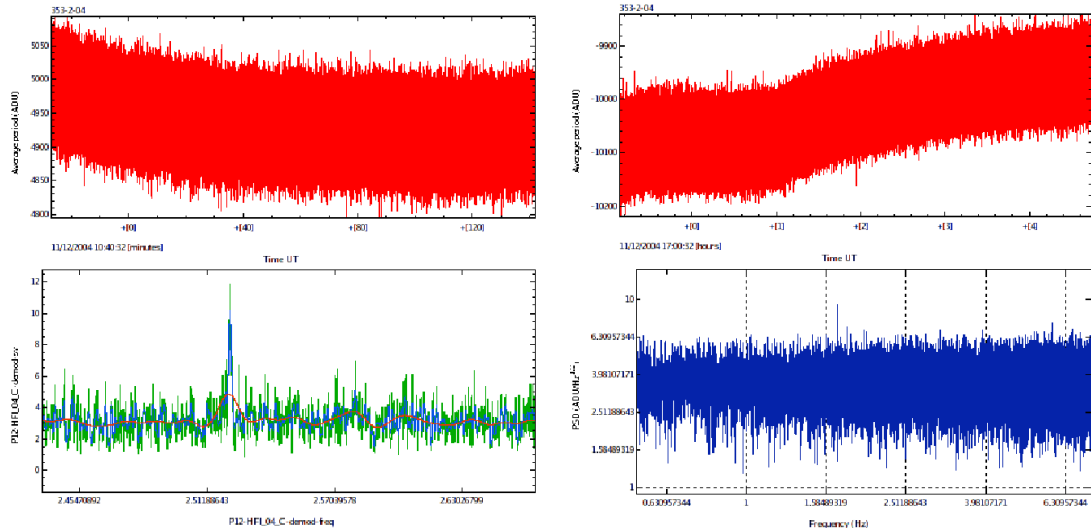


Figure 6.2 : Signal en temps et spectre de puissance associé mesuré par le bolomètre 353-2 pour une fréquence de pulse des fibres de l'ordre de 2.52Hz à gauche et de 1.67Hz à droite.

6.2.2 Influence de l'environnement

En augmentant la tension aux bornes des fibres à 800mV sur les deux et en synchronisant leurs signaux en temps, nous avons réchauffé le miroir comme le montre la figure 6.3 qui représente les mesures de température en temps des deux thermomètres installés sur le miroir (en rouge - courbe inférieure - pour le thermomètre situé sur la base du miroir et en vert - courbe supérieure - pour le thermomètre situé sur le haut du miroir). Nous remarquons une différence de l'ordre de 0.15K entre les deux mesures lorsque les fibres sont pulsées avec un signal fort¹.

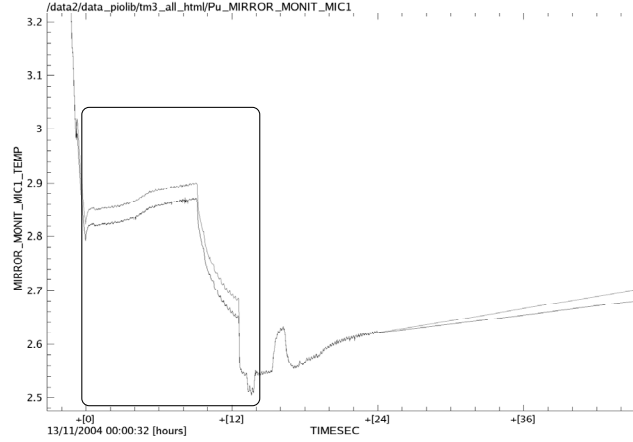


Figure 6.3 : Température mesurée par les thermomètres installés sur la base du miroir (en rouge, courbe du bas) et sur la partie supérieure du miroir (en vert, courbe du haut).

6.3 Mesure des constantes de temps des bolos

Nous nous intéressons ici à la mesure des temps de réponse des bolomètres du CQM en utilisant les fibres installées dans le miroir. Comme les temps de réponse des fibres sont a priori plus grands que ceux attendus pour les bolomètres (environ 10ms et quelques 4 ms attendus respectivement), le principe de l'étude présentée dans cette section est de mettre une limite supérieure, et/ou d'identifier un éventuel problème en cas de désaccord entre la mesure et la valeur attendue.

Les prises de données se sont concentrées sur une durée de quelques minutes, en s'étalant sur deux périodes :

- Période 1 - pendant la nuit du 21 au 22 novembre alors que nous étions a priori dans une configuration sans Helium sur les bolomètres.
- Période 2 - le 23 novembre au matin, alors que de l'Helium aurait pu s'être redéposé sur les bolomètres suite au transfert d'hélium dans le réservoir de garde de Saturne qui a eu lieu le 22 au matin après la période 1.

Lors de ces deux périodes, nous avons donc fait varier les formes des impulsions que nous envoyions sur les fibres afin de s'affranchir d'éventuels effets systématiques liés à leur fonctionnement comme le résume le tableau 6.5. La tension d'alimentation des fibres correspond à un signal carré d'amplitude comprises entre 500mV et 1V, à laquelle s'ajoute un niveau constant V_0 compris entre 40 et 100mV. Ce niveau moyen permet de réduire la constante de temps des fibres comme nous le verrons dans la section 7.5.1. Chaque pallier définit une zone de données comme le montre la figure 6.4 où nous représentons le signal mesuré par le bolomètre 353-2 en fonction du numéro d'échantillon pour la Période 2 (sur typiquement

¹typiquement entre 23 :15 UT le 13/11/2004 et 12 :00 UT le 14/11/2004 comme nous l'avons indiqué sur la figure 6.3.

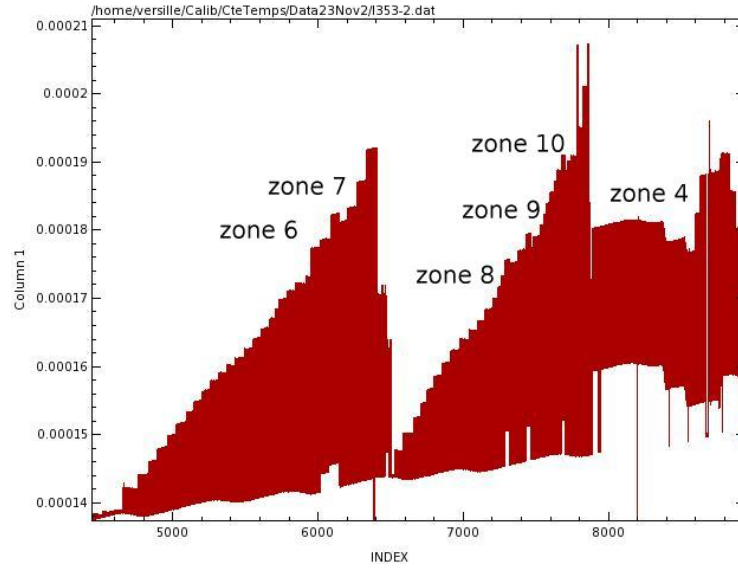


Figure 6.4 : Signal mesuré sur le 353-2 en V en fonction du numéro d'échantillon pour la période 2.

2 heures de données). Chaque zone est identifiée dans la suite par un chiffre (pour la Période 2) ou une lettre (pour la Période 1).

Date	Période	Fibre	Zone	Tension(mV)	V_0 (mV)
23/11/04	2	8Dir	4	500	40
23/11/04	2	8Ret	6	832	40
23/11/04	2	8Ret	7	904	100
23/11/04	2	8Dir	8	508	100
23/11/04	2	8Dir	9	572	100
23/11/04	2	8Dir	10	800	100
21/11/04	1	8Dir	A	1128	40
21/11/04	1	8Dir	B	900	40
21/11/04	1	8Dir	C	487	100

Table 6.5 : Configurations utilisées pour les prises de données du 21 et du 23 novembre sur les fibres directe et retardée du miroir (8Dir et 8Ret).

Le principe de l'analyse est le suivant : nous sommions les impulsions en temps afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, puis nous ajustons une exponentielle sur le signal mesuré par les bolomètres à la montée et à la descente. Pour la sommation, dans le cas de la Période 1, nous utilisons les données du PC-synchro, ce qui nous permet de connaître le moment d'envoi de l'impulsion sur les fibres pour la sommation : ceci est illustré par les croix sur la figure 6.6 où nous montrons également le signal en temps du bolomètre 353-2. Dans le cas des données de la Période 2 nous n'avons pas accès à ces informations et nous utilisons, pour définir le début de l'impulsion, le moment où le signal est supérieur à un seuil déterminé sur les données.

La figure 6.7 montre le signal mesuré sur chaque bolomètre une fois la sommation effectuée pour l'une des zones de la Période 1. De prime abord nous remarquons tout de suite que certains bolomètres ont des temps de réponse significativement plus longs que les autres.

Les figures 6.8 montrent une comparaison pour le même bolomètre (100-1) entre la montée du signal

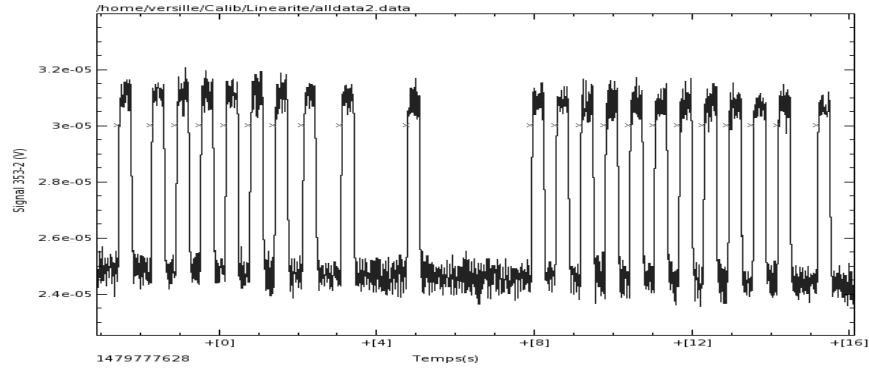


Figure 6.6 : Signal en temps mesuré par le bolomètre 353-2 (en V), les croix représentent les données du PC-synchro, à savoir la datation des impulsions envoyées sur les fibres.

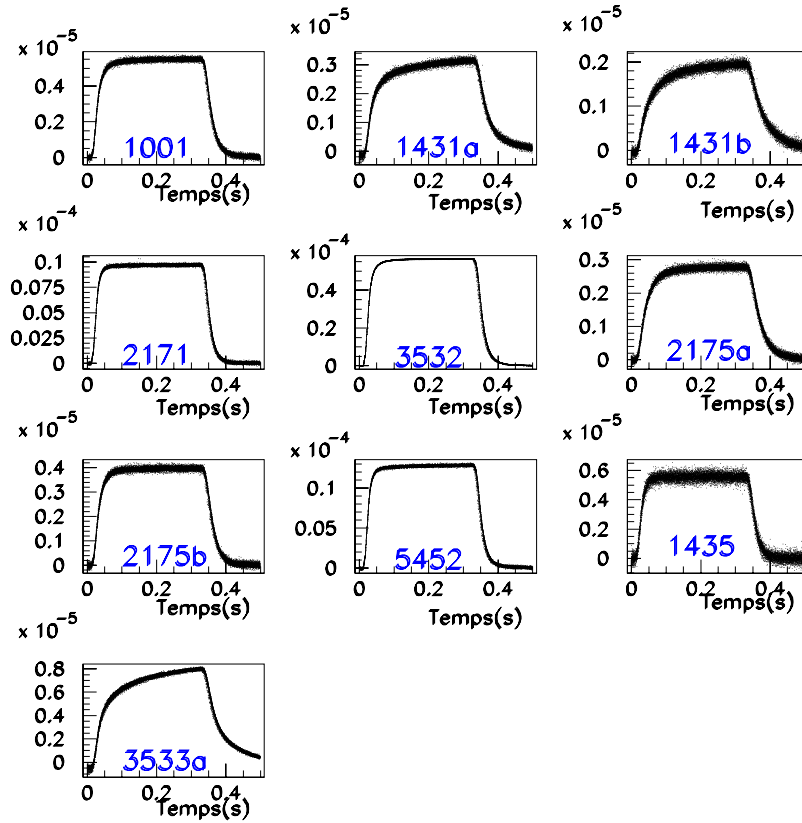


Figure 6.7 : Exemple de signal (en V) en temps sommé pour chaque bolomètre

sommé pour la Période 1 (figure du haut) et pour la Période 2 (figure du bas) : les constantes de temps mesurées sont très proches, mais la précision de la mesure est bien meilleure pour la Période 1 grâce à l'utilisation des données du PC-synchro. Les résultats des ajustements sont donnés dans la table 6.9.

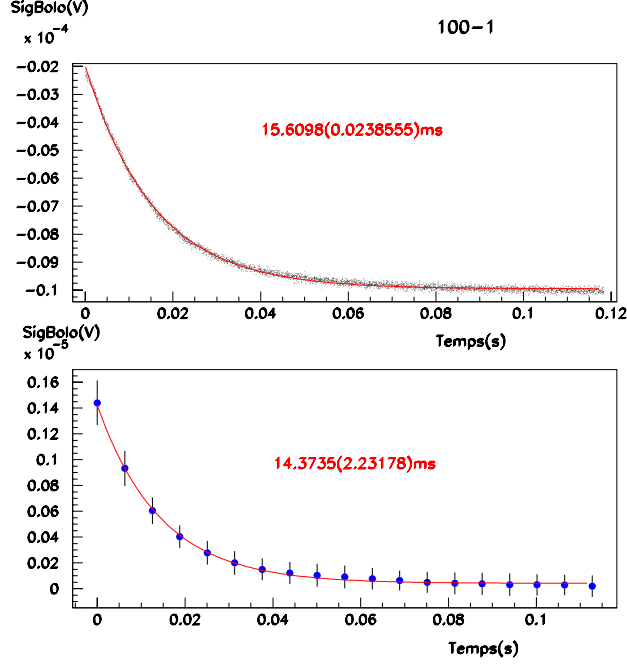


Figure 6.8 : Exemple d'ajustement du signal sommé pour le bolomètre 100-1 : Période 1 en haut et Période 2 en bas.

Nous ne pouvons directement comparer entre eux les résultats ainsi obtenus puisqu'il nous faut prendre en compte les conditions dans lesquelles ont été prises les données (température du plan focal, courant de polarisation des bolomètres...). Ces paramètres sont donnés dans le tableau 6.10, nous les utiliserons pour comparer les mesures au modèle dans la section 6.3.2, après avoir corrigé ces valeurs des constantes de temps des fibres (cf. section 7.5.1).

6.3.1 Impact de la constante de temps des fibres

Dans cette section, nous traitons de la correction appliquée aux mesures précédentes pour retirer la contribution venant de la constante de temps des fibres. Les fibres sont excitées par une impulsion $V(t)$ de valeur V_0 pour $t < 0$ et nulle si $t \geq 0$. Le signal émis par la fibre $F(t)$ s'écrit alors :

$$F(t) = \int_{-\infty}^t G(V(t')) \alpha e^{-\alpha(t-t')} dt' \quad (6.1)$$

où $\alpha = 1/\tau_f$, τ_f est la constante de temps de la fibre, et G la réponse de la fibre à la tension $V(t)$. $F(t)$ peut être réécrit de la façon suivante :

– si $t < 0$:

$$F(t) = G(V_0) \quad (6.2)$$

– si $t \geq 0$:

$$F(t) = G(V_0) e^{-\alpha t} \quad (6.3)$$

Bolo	8Dir M P1	8Dir D P1	8Dir M P2	8Dir D P2	8Ret M P2	8Ret D P2
100-1	16	18	19	15	20	12
143-1a	27	27	33	24	34	22
143-1b	40	40	45	36	44	35
143-5	12	15	14	11	16	9
217-1	11	13	14	10	15	7
217-5a	27	29	28	25	27	24
217-5b	17	20	19	15	18	14
353-2	13	15	20	17	22	20
353-3a	38	34	62	38	65	39
545-2	11	14	15	11	17	10

Table 6.9 : Valeurs moyennes des temps de réponse des bolomètres (en ms) pour la Période 1 (P1) et 2 (P2) pour la montée (M) et la descente (D) de l'impulsion sommée mesurée à l'aide des fibres directe (8Dir) et retardée (8Ret) du miroir.

Bolo	Période 2 T(mK)	Période 1 et 2 Ibias(A)	Période 1 T(mK)
100-1	151.4	$4.99 \cdot 10^{-10}$	145.4
143-1a	150.9	$4.17 \cdot 10^{-10}$	143.9
143-1b	150.7	$4.17 \cdot 10^{-10}$	143.8
143-5	160.3	$3.36 \cdot 10^{-10}$	153.8
217-1	160.9	$4.98 \cdot 10^{-10}$	154.9
217-5a	151.2	$3.53 \cdot 10^{-10}$	143.7
217-5b	145.5	$3.54 \cdot 10^{-10}$	138.4
353-2	146.2	$3.66 \cdot 10^{-10}$	138.13
353-3a	146.5	$3.34 \cdot 10^{-10}$	139.1
545-2	131.5	$6.82 \cdot 10^{-10}$	126.7

Table 6.10 : Pour les Périodes 1 et 2, température et courant de polarisation des bolomètres.

La convolution $h(t)$ d'un tel signal avec la fonction réponse d'un bolomètre devient :

$$h(t) = \int_{-\infty}^t F(t') \beta e^{-\beta(t-t')} dt' \quad (6.4)$$

$$= G(V_0) \frac{\beta e^{-\alpha t} - \alpha e^{-\beta t}}{\beta - \alpha} \quad (6.5)$$

où τ_B est la constante de temps du bolomètre et $\beta = 1/\tau_B$. Afin d'extraire τ_B , nous calculons pour les valeurs de τ_f obtenues dans la section 7.5.1, les fonctions $h(x)$ correspondantes et ajustons une fonction exponentielle (la même que celle utilisée pour extraire les mesures de la section précédente) afin d'obtenir un facteur de correction $C(\tau_f, \tau_C)$, où τ_C est la valeur mesurée avant correction.

Cette fonction est présentée pour τ_f compris entre 6 et 11 ms sur la figure 6.11. Nous extrayons simplement ensuite les constantes de temps, τ_B , des bolomètres : $\tau_B = \tau_C + C(\tau_f, \tau_C)$. La table 6.12 donne les valeurs moyennes des τ_B après correction de la constante de temps des fibres.

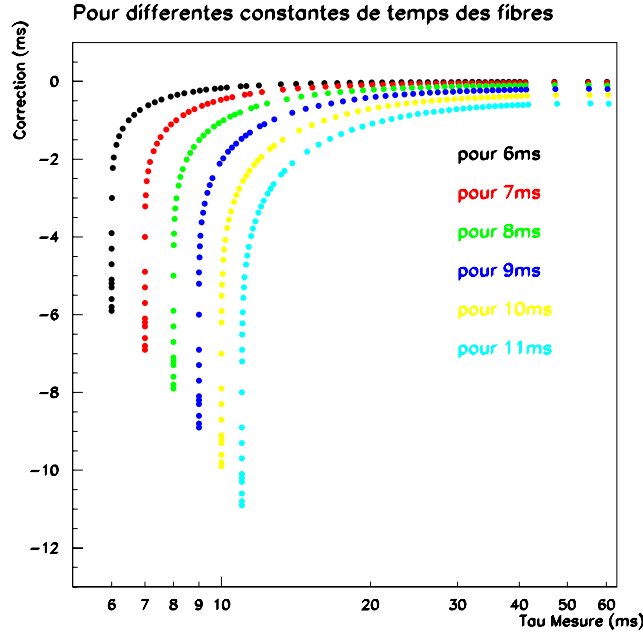


Figure 6.11 : Facteur de correction $C(\tau_f, \tau_C)$ appliqué aux constantes de temps mesurées τ_C afin d'extraire les constantes de temps des bolomètres τ_B pour plusieurs valeurs de la constante de temps des fibres τ_f .

6.3.2 Modélisation de la constante de temps des bolomètres

Cette section est dédiée à la comparaison des valeurs des constantes de temps des bolomètres mesurées aux valeurs attendues dans les mêmes conditions de fonctionnement (cf. table 6.10). Nous calculons donc les temps de réponse des bolomètres comme le rapport de la capacité calorifique et de la conductance dynamique [55] donnée par la relation 2.42, en utilisant les valeurs de la conductance et de l'impédances données par le groupe de Caltech/JPL, les autres paramètres pouvant être trouvés dans la table 6.13 avec $\gamma = 1.2$ [56]. Nous utilisons également la relation 2.3.

Les résultats sont résumés dans la table 6.13 : τ_1 correspond directement à la formule 2.42, nous utilisons une correction du courant de polarisation comme décrit dans [57] afin d'obtenir τ_2 . De même,

Bolo	8Dir M P1	8Dir D P1	8Dir M P2	8Dir D P2	8Ret M P2	8Ret D P2
100-1	15.98(0.01)	17.92(0.01)	19.3(1.3)	14.3(0.9)	19.9(4.0)	11.0(1.6)
143-1a	27.26(0.02)	26.99(0.04)	32.8(3.2)	23.3(1.7)	33.9(9.1)	22.3(4.1)
143-1b	37.40(0.04)	40.23(0.09)	40.1(4.0)	35.5(3.8)	44.3(5.1)	35.4(3.6)
143-5	12.450(0.007)	14.56(0.01)	14.4(0.7)	10.0(0.4)	15.7(1.0)	8.6(0.3)
217-1	10.571(0.004)	12.552(0.007)	13.5(1.0)	10.44(0.01)	15.0(1.7)	7.5(0.8)
217-5a	26.79(0.02)	28.98(0.09)	28.1(2.3)	24.3(1.4)	27.5(2.6)	24.0(1.8)
217-5b	16.84(0.02)	19.19(0.02)	18.7(1.6)	14.3(0.9)	18.3(3.0)	14.1(1.5)
353-2	12.810(0.001)	14.842(0.001)	19.8(0.5)	16.2(0.7)	21.9(1.0)	19.5(1.5)
353-3a	35.67(0.01)	33.3(0.02)	48.7(1.9)	37.9(2.3)	65.3(4.6)	39.2(4.3)
545-2	11.173(0.006)	12.60(0.01)	15.5(1.1)	9.9(1.3)	17.0(3.0)	9.1(2.7)

Table 6.12 : Constantes de temps des bolomètres mesurées après correction des temps de réponse des fibres pour les Période 1 (P1) et 2 (P2) pour la montée (M) et la descente (D) du signal sommé avec les fibres directe (8Dir) et retardée (8Ret) du miroir.

Bolo	date	R_∞ Ω	T_{trans} K	C_0 10^{12} J/K	β	g_{obol} 10^{11} W/K	τ_1 $10^{-3}s$	τ_2 $10^{-3}s$	τ_3 $10^{-3}s$	τ_4 $10^{-3}s$
100-1	23	144.00	15.42	2.90	1.46	5.70	35.79	7.71	38.81	8.36
100-1	21	144.00	15.42	2.90	1.46	5.70	33.38	7.19	37.08	7.99
143-1a	23	87.72	15.94	2.90	1.15	4.50	54.41	72.01	55.71	73.73
143-1a	21	87.72	15.94	2.90	1.15	4.50	50.34	66.63	51.98	68.79
143-1b	23	73.94	16.48	2.90	1.19	4.40	54.40	46.40	57.23	48.81
143-1b	21	73.94	16.48	2.90	1.19	4.40	50.31	42.91	53.89	45.97
143-5	23	173.90	18.79	2.90	2.20	6.35	24.02	9.43	24.39	9.58
143-5	21	173.90	18.79	2.90	2.20	6.35	23.34	9.16	23.84	9.36
217-1	23	89.44	17.49	2.90	1.27	14.90	17.29	5.19	17.69	5.31
217-1	21	89.44	17.49	2.90	1.27	14.90	16.84	5.06	17.36	5.22
217-5a	23	83.96	16.62	2.90	1.22	4.80	51.51	17.42	46.97	15.88
217-5a	21	83.96	16.62	2.90	1.22	4.80	48.16	16.28	42.39	14.33
217-5b	23	76.50	16.61	2.90	1.19	4.30	55.09	29.56	62.54	33.56
217-5b	21	76.50	16.61	2.90	1.19	4.30	50.38	27.03	60.22	32.31
353-2	23	81.95	16.27	2.90	1.67	4.70	44.10	2.98	45.36	3.06
353-2	21	81.95	16.27	2.90	1.67	4.70	41.54	2.80	43.32	2.92
353-3a	23	84.89	16.37	2.90	1.16	4.70	53.01	38.53	56.12	40.79
353-3a	21	84.89	16.37	2.90	1.16	4.70	49.01	35.63	53.15	38.63
545-2	23	84.07	16.40	2.90	2.36	27.80	6.22	4.07	6.65	4.36
545-2	21	84.07	16.40	2.90	2.36	27.80	6.03	3.95	6.60	4.32

Table 6.13 : Valeurs des constantes de temps attendues pour chaque bolomètre prenant en compte les valeurs données dans la table 6.10. Nous utilisons de plus : $\gamma = 1.2$, $T_{ref}=100\text{mK}$ et $a = 0.5$ (cf. Eq. 2.3).

τ_3 et τ_4 sont obtenus avec en plus une correction sur C_0 qui, si elle est prise en compte permet de recalculer les données $V(I)$ de Cardiff et celles de l'étalonnage du CQM dans Saturne [58] (voir table 6.14). Ces corrections sont simplement multiplicatives.

Bolo	C_0 correction	I correction
100-1	0.22	0.80
143-1a	1.32	0.93
143-1b	0.85	0.85
217-1	0.30	0.85
353-2	0.07	0.90
217-5a	0.34	1.30
217-5b	0.54	0.60
545-2	0.66	0.80
143-5	0.39	0.95
353-3a	0.73	0.80

Table 6.14 : Facteurs correctifs sur C_0 et sur I_{bias} pour chaque bolomètre utilisés pour calculer τ_2 , τ_3 et τ_4 .

La figure 6.15 présente une comparaison entre les valeurs attendues et mesurées pour τ_4 pour chaque zones de prise de données. Les différences entre valeurs attendues et mesurées sont indiquées par la figure 6.16 par bolomètre cette fois : pour les deux périodes.

Les constantes de temps mesurées pour les bolomètres polarisés sont globalement plus petites que celles attendues (différence de l'ordre de 18ms à la descente et de 11ms à la montée du signal si nous comparons avec τ_4). Par contre, pour les bolomètres non polarisés, les mesures sont systématiquement plus grandes que les valeurs attendues (différence de l'ordre de 10 ms pour la montée et de 5 ms pour la descente du signal).

L'hypothèse la plus probable est qu'il y avait encore de l'Helium sur les bolomètres (même lors de la Période 1). D'après cette étude peut s'attendre à ce que la constante de temps soit plus grande en présence d'Helium d'environ 5 ms supérieure pour des valeurs de courant de l'ordre de 0.5nA. Cet ordre de grandeur est cohérent avec la figure 6.17 qui montre l'impact sur les constantes de temps du dépôt d'une couche d'Helium superfluide sur les bolomètres[59].

6.4 Mesure de la diaphonie électrique

Bien que nous n'ayons pu faire de mesure de diaphonie optique sur le CQM², nous avons participé à la de mesure de la diaphonie électrique de la chaîne d'acquisition en envoyant (toujours à partir des sources installées sur le miroir) des impulsions très fortes sur les deux fibres simultanément. Nous analysons alors le signal mesuré sur les voies aveugles en coïncidence avec les impulsions des fibres (la résistance, la capacité et le bolomètre aveugle).

Les spectres de puissance calculés sur 2^{15} points (soit environ 3 mn) à partir des mesures sur ces voies ainsi que sur le bolomètre 353-2 (pour référence) sont présentés sur la figure 6.18. Nous remarquons la présence d'un signal sur la résistance à la même fréquence que celle à laquelle nous pulsons les fibres (environ 0.54 Hz), ce qui montre que nous avons de la diaphonie électrique dans la chaîne. Nous pouvons faire la même sommation en temps que précédemment et nous obtenons les formes des signaux présentés sur la figure 6.19 pour les mêmes voies de mesure.

Un effet de diaphonie électrique semble donc être détecté entre la résistance et les canaux bolométriques. Le rapport entre les amplitudes des signaux mesurés sur la résistance et celles mesurées

²Les fibres pour la mesure de la diaphonie sont installées sur le bord de la roue 3 positions sur laquelle est monté le polariseur, mais cette roue n'a pas tourné pendant les mesures du CQM.

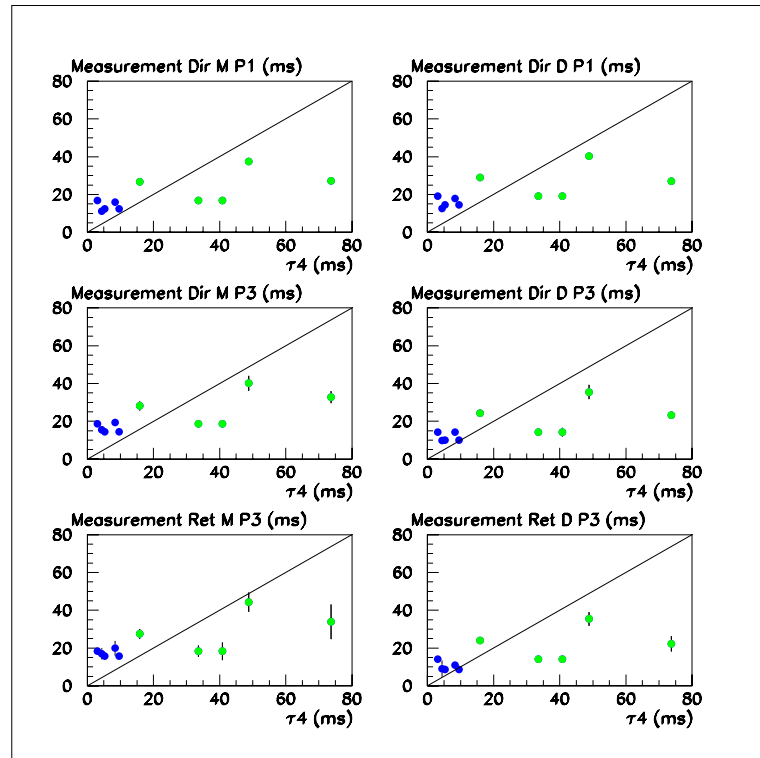


Figure 6.15 : Comparaison entre les valeurs mesurées des constantes de temps des bolomètres (en ordonnées) et celles attendues (τ_4 en abscisses) en ms. Les bolomètres polarisés sont identifiés en vert. Nous montrons la courbe $y = x$ en traits pleins.

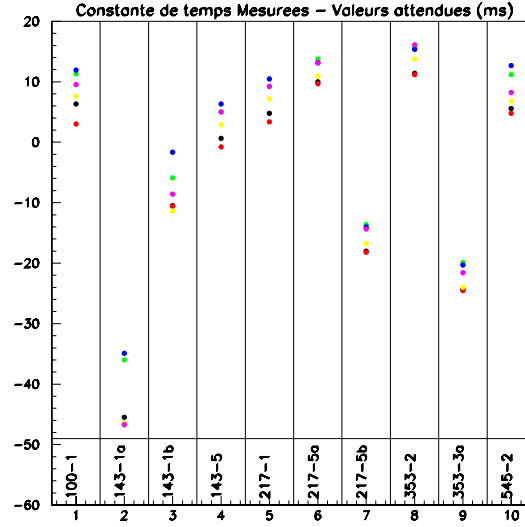


Figure 6.16 : Différence (en ms) entre les valeurs attendues des constantes de temps des bolomètres (τ_4) et les mesures en fonction du bolomètre. La légende des couleurs se lit comme suit : pour la Période 1 : montée en jaune, et descente en rose, et pour la Période 2 : montée et descente de la fibre directe en vert et noire, et de la fibre retardée en bleu et rouge.

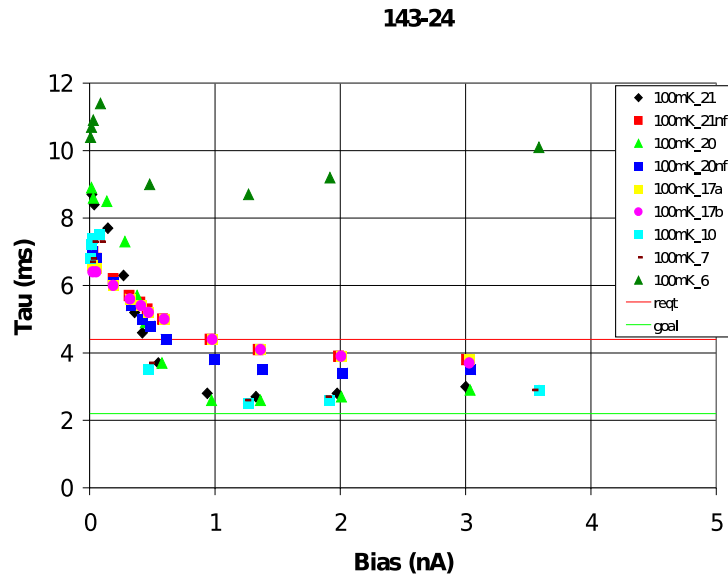


Figure 6.17 : Mesure de la constante de temps d'un bolomètre type Planck à 143GHz en fonction du courant de polarisation avec une couche d'Helium superfluide (triangles verts dans la partie supérieure de la figure) et sans Helium (tous les autres points).

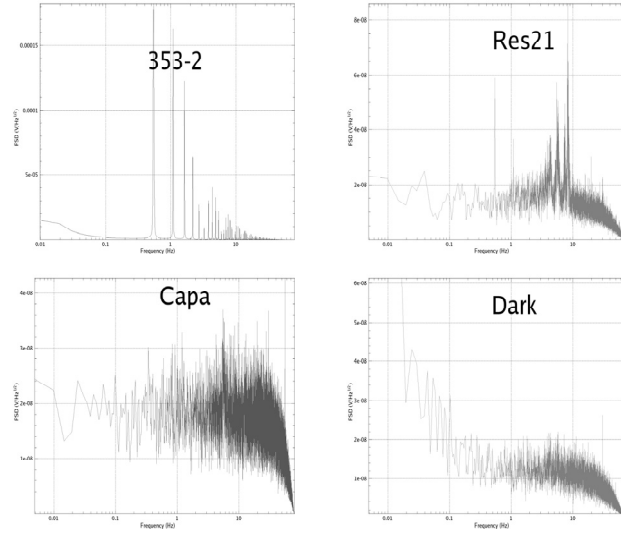


Figure 6.18 : Spectres de puissance (en V/\sqrt{Hz}) du 353-2 (en haut à gauche, de la résistance (en haut à droite), de la capa (en bas à gauche) et du bolomètre aveugle (en bas à droite) pour un fort signal envoyé sur les fibres du miroir (1V sur chaque).

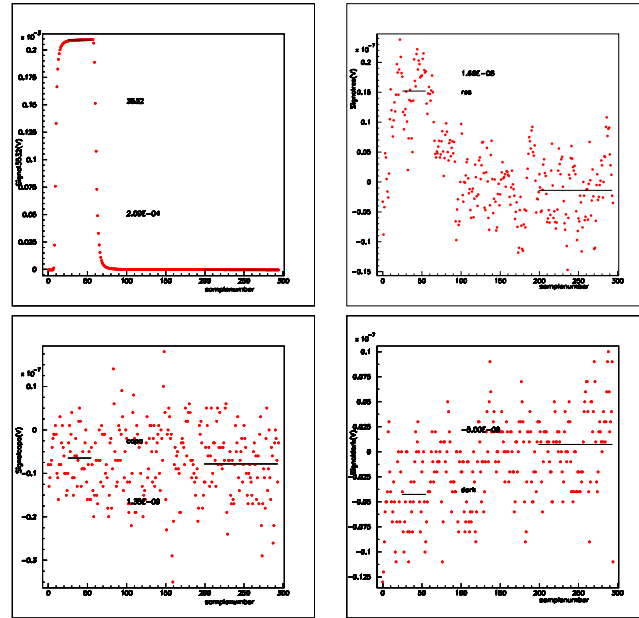


Figure 6.19 : Signaux mesurés respectivement par le 353-2, la résistance (en haut à droite), la capa (en bas à gauche) et le bolomètre aveugle (en bas à droite) en V sommés en fonction du numéro d'échantillon.

sur les voies voisines est de l'ordre de 10^{-3} . Nous observons également l'indication d'une diaphonie vers le bolomètre aveugle bien que le signe de la corrélation soit opposé.

6.5 Mesures avec le bolomètre étalon

Après la série de mesures avec le CQM, le cryostat a été ré-équipé avec un bolomètre dit étalon à la place du plan focal de HFI dans le but de caractériser plus en avant le système d'étalonnage (sources froides, FTS compris, polariseur etc.). Les résultats des mesures effectuées sur les fibres avec le bolomètre étalon et vis-versa font l'objet de cette section.

Intéressons nous d'abord aux caractéristiques du système qui diffèrent entre ces deux mises en froid :

- Les fibres du miroir ont été changées afin d'avoir à notre disposition une fibre plus courte pour réduire au maximum sa constante de temps.
- Les fibres du réflecteur 4 correspondant à la position du bolomètre 353-2 du CQM sont installées en face du bolomètre étalon quand la bascule est en position diaphonie.
- Le bolomètre étalon n'a pas d'optique froide et intègre toute la bande de fréquence mise à part une coupure à très grand longueur d'onde de l'ordre de 5mm.
- Le bolomètre étalon est muni d'un polariseur. Ce dernier a une efficacité optique connue à 10% près environ et de l'ordre de 0.35.

Au cours de ces tests nous avons trois buts :

- mesurer le signal sur le bolomètre étalon en fonction de la tension d'excitation de la fibre pour les fibres 4Dir et 4Ret en vue directe une fois la bascule en position diaphonie, et le comparer au flux émis par les fibres du miroir.
- estimer le niveau de fuite optique lié à notre système de mesure, à savoir le signal mesuré par le bolomètre étalon lorsque nous envoyons un signal sur les fibres des réflecteurs voisins.
- estimer s'il est possible, tout en pulsant une fibre, de balayer le plan focal avec une vitesse suffisante pour pouvoir analyser le signal induit sur le bolomètre en vue des tests du PFM.

6.5.1 Le bolomètre étalon

Signal mesuré par le bolomètre

Comme nous l'avons fait pour les bolomètres du CQM nous pouvons étudier le signal mesuré (en W corrigé de l'efficacité du polariseur) par le bolomètre étalon en fonction de la tension appliquée aux bornes des fibres : nous obtenons la figure 6.20 en haut à gauche pour les deux fibres (directe et retardée du miroir). La fibre 8Dir est la plus courte et donc envoie moins de puissance sur le bolomètre quand nous la chauffons. La figure en bas à gauche montre la même chose pour la fibre 4Dir quand elle est en position en face du bolomètre étalon.

Cherchons en premier lieu à estimer le facteur de dilution δ entre le flux émis par la fibre 8Ret du miroir et la 4Dir en vue directe (nous supposons ici que les deux fibres sont identiques). Ceci est effectué en ajustant la courbe correspondant à la fibre 8Ret pour les petites tensions d'attaque de la fibre (typiquement inférieures à 350mV) par un polynôme d'ordre 2 comme le montre la figure 6.20 à gauche. Nous cherchons ensuite à ajuster au mieux les mesures de la fibre 4Dir en leur appliquant un facteur de correction : nous obtenons typiquement un facteur de l'ordre de $\delta \simeq 1/350$.

Constantes de temps du bolomètre

Comme nous enregistrons le signal en temps du bolomètre étalon nous pouvons sommer les signaux comme dans le cas du CQM et extraire la constante de temps du bolomètre étalon : nous montrons sur la figure 6.21 une des sommations obtenues pour une tension sur les fibres de 240mV. Nous mesurons ainsi une constante de temps de l'ordre de 27 ms pour le bolomètre étalon avec une erreur de 1 à 2 ms. Nous pouvons également faire le même travail avec une fibre optique qui est installée devant le bolomètre pour son étalonnage, et ce pour différents courants de polarisation du bolomètre. Les résultats obtenus sont

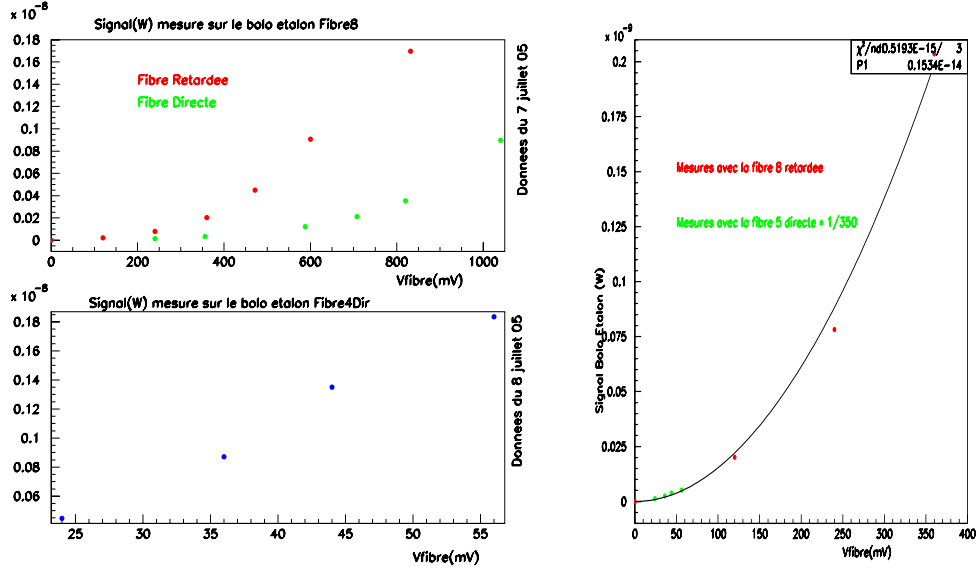


Figure 6.20 : Signal émis par les fibres mesuré sur le bolomètre étalon (en W corrigé de l'efficacité optique du polariseur) en fonction de la tension d'excitation des fibres pour les fibres du miroir en haut à gauche, pour la fibre 4Dir quand elle fait face au bolomètre étalon en bas à gauche. La figure de droite présente la un zoom sur les petites amplitudes de tension d'attaque de la fibre 8Ret : nous avons superposé un ajustement du comportement pour ces tensions ainsi que les mesures de la fibre 5Dir auxquelles nous avons appliqué un facteur de renormalisation de 1/350 (cf. texte).

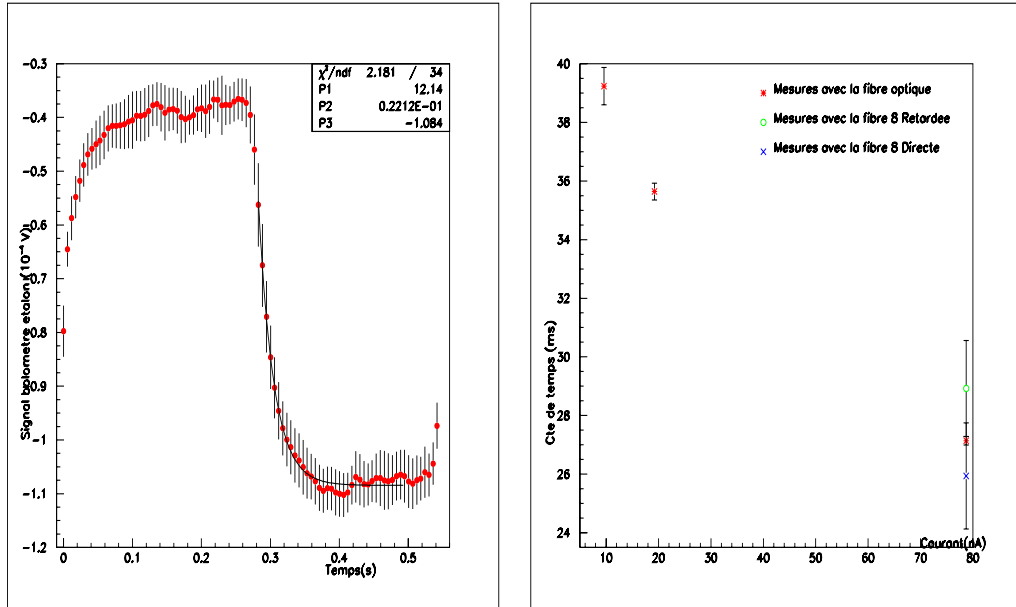


Figure 6.21 : A gauche : Exemple de signal (10^{-4} unité de la base de données) mesuré sur le bolomètre étalon pour une impulsion de 240mV sur la fibre 8Dir en fonction du temps une fois sommé. A droite : mesure des constantes de temps utilisant les fibres de carbones du miroir (8Ret et 8Dir) et la fibre optique en fonction du courant de polarisation du bolomètre.

résumés sur la figure 6.21 à droite. Les résultats des deux méthodes (fibre optique et fibres de carbone) sont compatibles, une analyse directe via l'EGSE donne une mesure du temps de réponse à 70nA de 24.8 ± 1.7 ms. Le comportement observé sur la figure 6.21 à gauche est bien celui attendu : le bolomètre est plus lent quand il est moins polarisé donc plus froid.

6.5.2 Estimation du niveau de diaphonie induit par le système de mesure

Nous nous intéressons dans cette section à estimer l'ordre de grandeur des fuites optiques induites par notre système de mesure : pour cela nous plaçons le système de mesure de diaphonie face au bolomètre étalon (le réflecteur contenant les fibres 4Dir et 4Ret est alors placé en vue directe) et nous pulsons les fibres des voies voisines : nous analysons ensuite le signal mesuré sur le bolomètre étalon.

Nous analysons l'amplitude du signal pour les fibres que nous avons pulsées et pour lesquelles nous avons vu du signal "de diaphonie" sur le bolomètre étalon. Nous extrayons les coefficients de fuite du système de la façon suivante. Tout d'abord nous ajustons le comportement du signal mesuré sur la fibre 8Ret pour des tensions de fibres supérieures à 300mV (polynôme d'ordre 2). D'autre part nous connaissons la tension appliquée aux bornes de la fibre quand nous voyons un signal de fuite optique (typiquement entre 800mV et 1V) : si nous faisons l'hypothèse que les fibres ont le même comportement en flux, nous pouvons utiliser l'ajustement précédent et le facteur δ obtenu à la section précédente pour obtenir a priori le flux qu'aurait vu le bolomètre si la fibre pulsée avait été en face. Reste donc à faire le rapport entre la puissance mesurée et la puissance ainsi estimée c'est ce que nous appellerons facteur de fuite intrinsèque Υ . Il est représenté sur la figure 6.22 en fonction de la tension appliquée aux bornes de la fibre pour les fibres 3Dir, 5Dir et 7Dir. Nous remarquons que nous pouvons mettre une limite supérieure sur les fuites optiques liées à notre système de mesure de l'ordre de $\Upsilon < 0.18 \cdot 10^{-3}$.

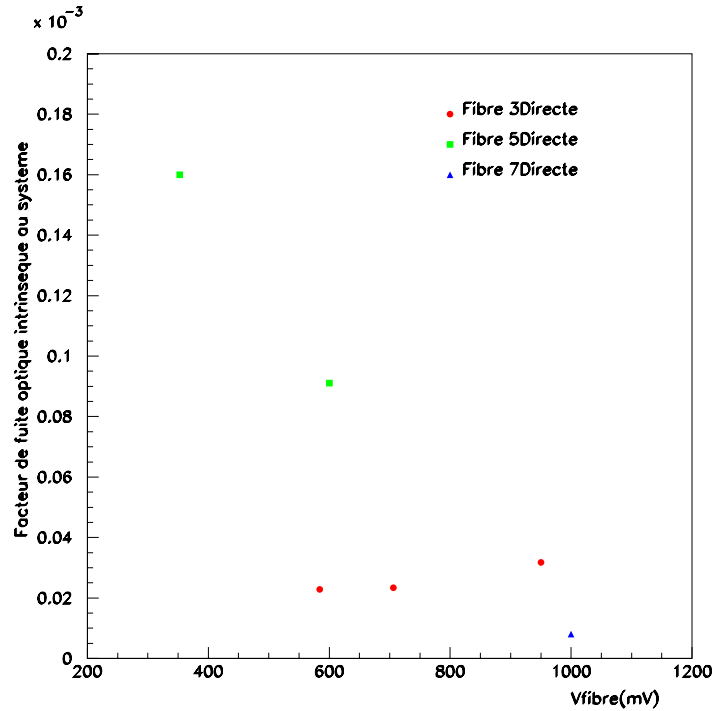


Figure 6.22 : Facteur de fuite optique intrinsèque au système en fonction de la tension appliquée aux bornes de la fibre pour les 3 fibres pour lesquelles nous avons détecté un signal de diaphonie.

Notons que nous n'avons pas vu de signal de fuite pour les fibres des autres réflecteurs de la roue tout en envoyant des impulsions maximum sur les fibres de l'ordre du volt. Le chiffre annoncé ici, bien qu'étant simplement un ordre de grandeur, devient une limite supérieure pour les fibres des réflecteurs voisins de celui renfermant la fibre éclairée.

6.5.3 Balayage devant le bolomètre étalon

Nous nous intéressons dans cette section au signal mesuré sur le bolomètre lors du passage devant lui de la fibre pulsée lorsque nous avons fait passer la bascule de la position mesure de diaphonie à la position mesure de polarisation. Nous obtenons les mesures présentées sur la figure 6.23 qui illustre la puissance mesurée par le bolomètre (corrigée de l'efficacité optique) en fonction de la distance à l'axe de visée du bolomètre étalon en mm. L'enveloppe de la figure ainsi obtenue est une convolution des lobes du bolomètre étalon et du réflecteur des fibres de carbone. Elle est représentée par la figure 6.23 à droite (nous supposons que la vitesse est constante entre la position polariseur et la position Xtalk).

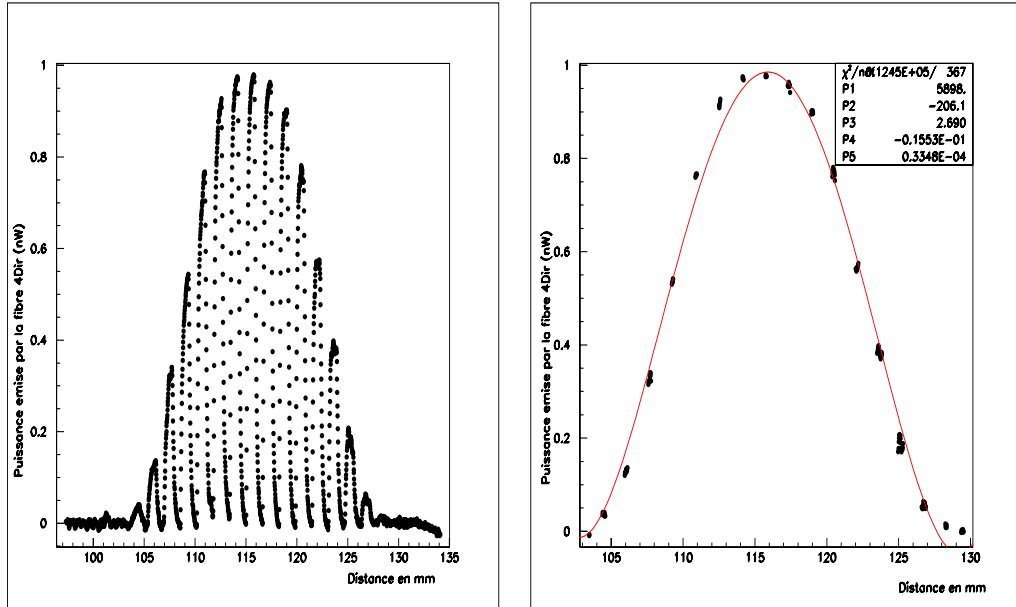


Figure 6.23 : Puissance mesurée (en nW corrigé de l'efficacité optique) en fonction de la distance à l'axe de visée du bolomètre étalon. Sur la droite nous montrons l'ajustement de l'enveloppe de la figure de gauche sur laquelle nous avons ajusté un polynôme d'ordre 5.

6.6 Conclusion

Nous avons pu, grâce aux fibres installées sur le miroir dans Saturne, faire des mesures de constantes de temps des bolomètres du CQM. Nous avons confronté les mesures au modèles dans les conditions de prises de données après correction de l'effet de la constante de temps des fibres, montrant que les valeurs étaient plus hautes que celles attendues pour les bolomètres non polarisés et plus basses pour les bolomètres polarisés. Afin d'expliquer ce phénomène, l'hypothèse la plus probable est la présence d'hélium résiduel dans l'enceinte 2K (et principalement sur les bolomètres) suite aux fuites déjà détectées au niveau du réservoir de garde. Cet effet d'accroissement de la constante de temps dans ces conditions est conforté par des mesures faites à JPL en présence d'Helium pour les bolomètres non polarisés.

En contre partie le blocage de la roue porte filtre ne nous a pas permis d'effectuer une mesure de la diaphonie optique du CQM. Il n'en demeure pas moins que nous avons envoyé de fortes impulsions sur les fibres afin de détecter sur les voies insensibles au signal optique (résistance, capacité, bolomètre aveugle) une diaphonie électrique. Nous avons ainsi mis en évidence que le rapport des amplitudes des signaux mesurés sur la résistance et sur les bolomètres voisins étaient de l'ordre de 10^{-3} .

Chapitre 7

Caractérisation des fibres de carbone

Ce chapitre est dédié à la compréhension et à la caractérisation des fibres de carbone que nous avons utilisées lors de l'étalonnage d'Archeops et du modèle de qualification cryogénique de Planck-HFI et qui seront réutilisées pour l'étalonnage du modèle de vol.

Il résume des mesures que nous avons, avec R. Cizeron et F. Couchot, effectuées :

- * sur Archeops en juin 2001 en collaboration avec R. Lescouzère, K. Madet et A. Benoît,
- * à l'IAS en mars 2004 avec J. P. Torre,
- * sur Saturne lors de la descente en froid et avec le CQM en octobre/novembre 2004,
- * sur Saturne avec le bolomètre étalon en juin 2005 avec O. Perdereau.

Nous montrerons comment, grâce à ces différentes campagnes de mesures nous avons pu mesurer les caractéristiques des fibres de carbone comme la dépendance de leur résistance avec la température, de leur conductivité thermique et de leur capacité calorifique.

Différentes fibres ont été utilisées lors de ces diverses campagnes de mesures :

- * pour Archeops : nous avons utilisé des fibres de 3 mm de longueur environ,
- * pour l'IAS : nous avons utilisé une fibre de 14 mm de long,
- * pour Saturne-CQM, les fibres avaient toutes une longueur de l'ordre de 1mm (on détaillera ce point dans les sections suivantes),
- * pour Saturne-Etalon, nous avons utilisé les mêmes fibres que pour Saturne-CQM sauf pour l'une des fibres du miroir dont la longueur a été ramenée à 0.6 mm afin de réduire sa constante de temps.

7.1 Résistance des fibres

Les fibres de carbone que nous utilisons ont été soudées par de la colle à l'argent sur un circuit imprimé comme nous l'avons vu sur la figure 5.5. Nous nous attacherons, dans cette section, à comprendre le comportement de la résistance de la fibre en fonction de sa longueur et de sa température de thermalisation. Notons que la colle à l'argent rajoute une résistance de contact que nous chercherons également à estimer ici.

7.1.1 Résistance en fonction de la longueur

Afin de caractériser la valeur de la résistance des fibres à 300K, nous avons utilisé une fibre de carbone de très grande longueur (typiquement une vingtaine de cm) que nous avons fixée perpendiculairement aux pistes d'un circuit imprimé à partir duquel nous pouvions faire une mesure de R en fonction de la longueur. Nous avons obtenu la figure 7.1 dont la pente est de l'ordre de $\rho_R = 640 \text{ } \Omega/\text{mm}$ (la fibre correspondant au fil 3 était plus épaisse).

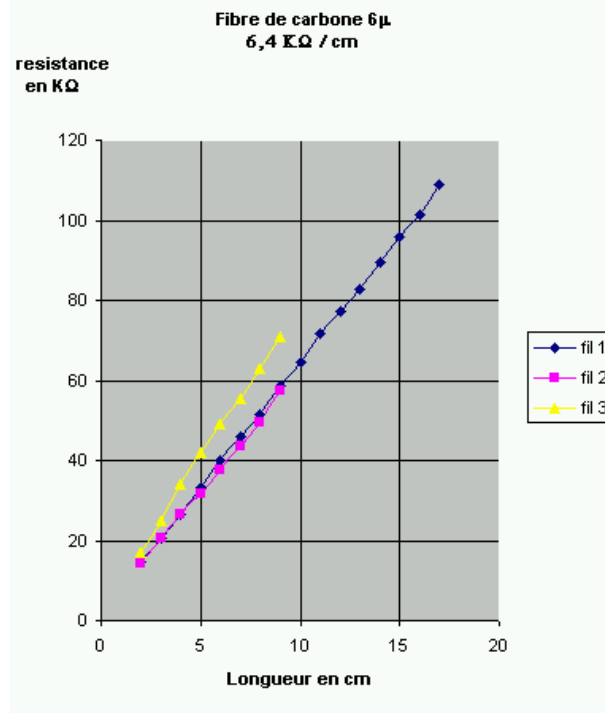


Figure 7.1 : Résistance en fonction de la longueur de la fibre pour un diamètre de fibre de 6 μm .

Nous avons également observé que la valeur de la résistance n'était pas stable en fonction du temps quand la fibre était stockée à l'air libre. Par contre une fois sous vide la résistance reste constante. Cette observation a également été faite pour d'autres fibres de carbone [60], et semble être liée à l'adsorption de l'hydrogène de l'air par les fibres.

Si l'on reprend la valeur de 640 Ω pour une longueur de 1mm (sans la colle à l'argent), on calcule pour nos fibres une résistivité η telle que :

$$\eta = \frac{RS}{l} = 1.8 \cdot 10^{-5} \Omega.m \quad (7.1)$$

à 300K. Ce qui est une valeur assez haute mais relativement proche des mesures repertoriées en [61] sur d'autres fibres de carbone (typiquement entre $1.02 \cdot 10^{-5}$ et $7.1 \cdot 10^{-7}$).

7.1.2 Forme des impulsions

Lors des tests sur Archeops, nous avons mesuré la forme de l'impulsion en tension aux bornes de la fibre lorsque l'on envoyait un signal d'attaque de courant en créneaux présentée sur la figure 7.2 à gauche et au centre. La décroissance du signal de l'ordre de 0.1 V au niveau du "plateau" correspond à une variation de la résistance en fonction de la température : au cours de l'impulsion en courant, la fibre s'échauffe de plus en plus bien que toujours thermalisée sur les bords à la température de la plaque sur laquelle elle est fixée. La variation correspondante de résistance est montrée sur la figure de droite.

Nous montrons le même effet mesuré sur la fibre 5Dir dans Saturne pour trois tensions d'attaque de la fibre (figure 7.2 à droite : 20mV en rouge, courbe inférieure, 40mV en noir courbe du milieu et 60mV en vert courbe du haut) pour une température de thermalisation autour de 4K : lorsqu'on la chauffe, la résistance croît au début puis décroît lentement ensuite.

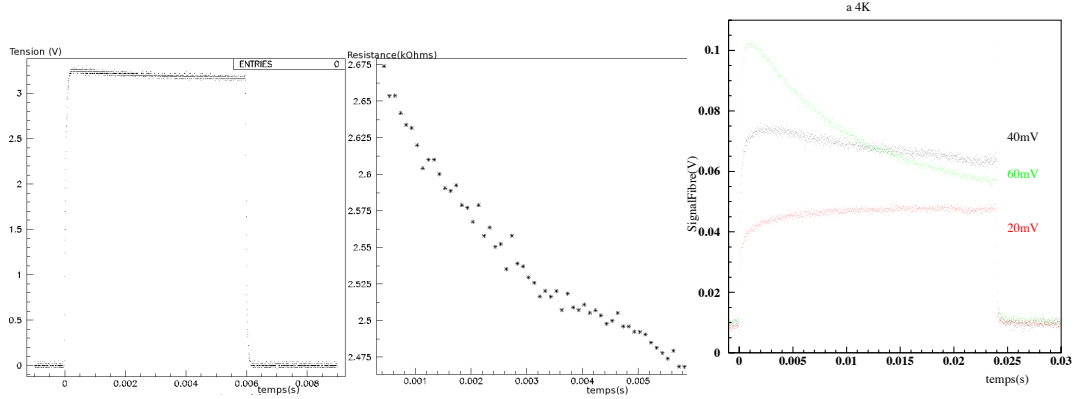


Figure 7.2 : A gauche, signal de tension (en V) en fonction du temps (s) mesuré aux bornes de la fibres pour une tension d'attaque en créneaux sur Archeops. Au milieu, courbe donnant la variation de la résistance (en $k\Omega$) en fonction du temps (s) pour la zone de la figure de gauche correspondant au "plateau". A droite : signal (en V) en temps (s) mesuré aux bornes de la fibre 5Dir (mesures sur Saturne) pour une tension d'attaque de 20mV (en rouge, courbe inférieure), 40mV (en noir courbe du milieu) et pour 60mV (en vert courbe supérieure) pour une température de thermalisation autour de 4K. Ce signal est proportionnel à la variation de la résistance pendant une impulsion carrée de courant.

7.1.3 Résistance et température de thermalisation

Deux facteurs contribuent à la conductivité électrique d'un matériau : la densité d'électrons libres et la mobilité de ces électrons. Pour un métal conducteur avec des électrons libres de valence la conductivité est limitée par les vibrations du réseau qui diffuse les électrons. Quand la température baisse, ces vibrations diminuent et la résistivité aussi. Pour un semi-conducteur par contre, le facteur limitant est la densité d'électrons libres : plus celle-ci est grande, plus la résistivité croît alors que la température décroît. Cependant certains types d'impuretés peuvent changer drastiquement les propriétés électriques des semi-conducteurs. Par exemple quand le Germanium est dopé avec de l'antimoine (dopage n), nous pouvons obtenir des profils de résistivité comme indiqué sur la figure 7.3 à gauche pour différents échantillons plus ou moins dopés [62]. Nous observons un comportement similaire pour nos fibres, illustré sur la figure de droite qui présente la dépendance de la résistance en fonction de la température pour une fibre de grande longueur (typiquement quelques 14mm) mesurée lors des tests sur le cryostat de Jean Pierre Torre à l'IAS.

Afin de caractériser plus précisément la résistance des fibres en fonction de la température de thermalisation, nous avons procédé à la mesure systématique de toutes les fibres utilisées dans la cuve Saturne. Les résultats sont présentés sur la figure 7.4 : sur la gauche nous portons la résistance en fonction de la température de thermalisation pour chaque fibre. Sur la droite, nous représentons les mêmes données renormalisées à la valeur maximale de la résistance ; nous superposons également les données de la fibre de 14 mm.

Les mesures liées à la fibre de 14mm ont été menées en 4 fils (nous mesurons une tension en envoyant un courant de faible amplitude) afin de s'affranchir des résistances des fils d'amenée du courant. Dans Saturne, afin de ne mesurer que la résistance des fibres de carbone, nous avons mis en court-circuit ce qui aurait dû être la fibre 1Dir et soustrait cette composante aux mesures des résistances des autres fibres. Toujours pour ces mesures, nous avons, pour les hautes température (typiquement supérieures à 100K) utilisé un ohm-mètre alors que pour les températures plus basses, nous nous sommes servis de l'électronique décrite dans la section 7.3 pour ne pas chauffer les fibres (compte tenu du fait que leurs résistances varient quand nous les chauffons (cf. section précédente)).

Nous remarquons que les données sont très homogènes : la résistance décroît assez rapidement à basse température même si le point d'inflexion peut être légèrement décalé. La dispersion des mesures peut

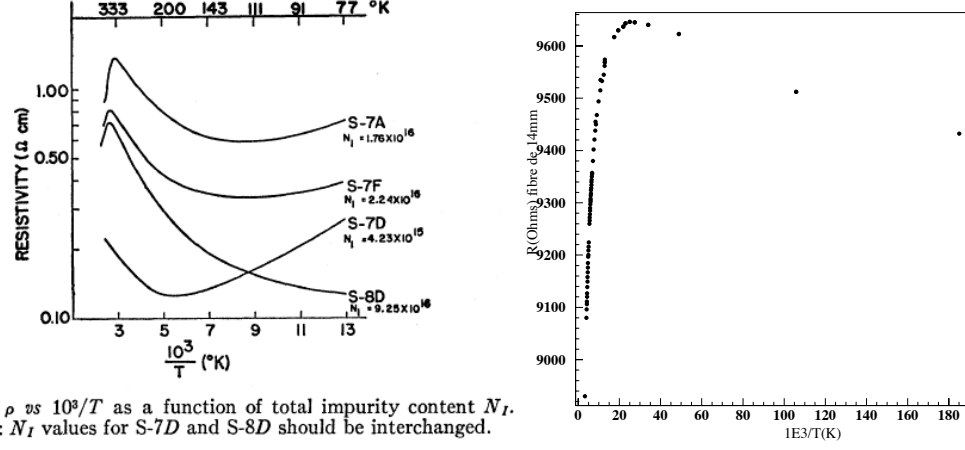


FIG. 2. ρ vs $10^3/T$ as a function of total impurity content N_I .
Note: N_I values for S-7D and S-8D should be interchanged.

Figure 7.3 : A gauche, Résistance en fonction de l'inverse de la température pour divers échantillons de Germanium dopés et à droite résistance en fonction de la température pour la fibre de 14mm mesurée à l'IAS.

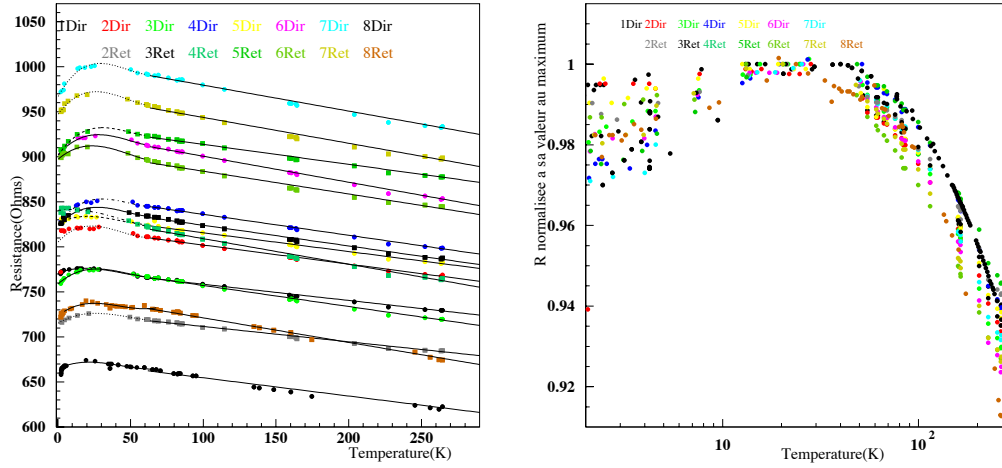


Figure 7.4 : A gauche, Résistance des fibres en fonction de la température de thermalisation (ajustement superposé), à gauche comparaison des différentes courbes renormalisées à leur valeur maximale avec les données de la fibre de 14 mm.

être imputée à deux phénomènes : d'une part les résistances de contact de la colle à l'argent utilisée pour souder les fibres sur leur support (circuit imprimé) et d'autre part le fait que les longueurs des fibres ne sont pas exactement les mêmes (cf. table 7.5).

Fibre	R(300K) Ω m	Longueur (mm)
1Dir	727	.94
2Dir	763	1.01
3Dir	715	1.03
4Dir	793	1.
5Dir	778	1.05
6Dir	849	.91
7Dir	931	1.06
8Dir	623	.6
1Ret	108	.98
2Ret	681	1.
3Ret	783	1.01
4Ret	759	.92
5Ret	876	1.02
6Ret	839	.92
7Ret	895	1.1
8Ret	670	1

Table 7.5 :Caractéristiques des fibres de carbone : valeurs des résistances mesurées à 300K à vide dans Saturne et longueur (en mm) correspondantes (les fibres “directes” sont notées Dir et les “retardées” Ret). Attention la fibre 8Dir a été changée entre les mesures Saturne-CQM et les mesures Saturne-Etalon (les valeurs indiquées ici le sont pour les mesures Saturne-Etalon).

Nous décrivons les courbes $R(T)$ comme un polynôme d'ordre 3 en T pour $T \leq 60K$ (en ordre croissant de T les coefficients sont dénommés dans la suite C, D, E et F), et par une droite au dessus de ce seuil en température (coefficients A et B). Les valeurs ajustées de ces paramètres figurent dans la table 7.6.

Nous faisons l'hypothèse que la résistance est simplement donnée au dessus de 70K par la relation :

$$R = R_{contact} + \rho_R l (1 + \alpha T) \quad (7.2)$$

Le coefficient A correspond alors à la somme $R_{contact} + \rho_R l$ et $B = \rho_R l \alpha$: nous pouvons donc extraire de la valeur à $l = 0$ de l'ajustement linéaire de leur corrélation la valeur moyenne des $R_{contact}$ (moyenne sur toutes les fibres) et nous obtenons :

$$\langle R_{contact} \rangle = 114.3 \pm 0.3 \Omega. \quad (7.3)$$

Si de plus nous prenons en compte les longueurs mesurées des fibres, et ajuster de la même manière le comportement de A en fonction de cette longueur : nous pouvons re-extraire la valeur de la résistance par mm et nous trouvons :

$$\langle R_{contact} \rangle = 121 \pm 0.5 \Omega \quad (7.4)$$

$$\rho_R = 672 \pm 1 \Omega/mm. \quad (7.5)$$

Nous retrouvons la valeur de la section 7.1.1.

7.2 Equation de la chaleur en conduction

Avant d'aller plus loin dans la caractérisation des fibres, résumons brièvement les quelques équations qui gèrent le comportement thermique des matériaux et dont nous avons besoin dans la suite. Nous notons

Fibre	A	B	C	D	E	F
1Dir	776.50	-0.18	770.79	0.619	-0.021	0.0002
2Dir	823.20	-0.21	804.88	1.789	-0.052	0.0004
3Dir	780.51	-0.23	758.46	1.453	-0.038	0.0003
4Dir	859.31	-0.23	824.53	2.202	-0.052	0.0004
5Dir	836.48	-0.21	825.51	0.906	-0.029	0.0002
6Dir	929.56	-0.29	901.69	1.867	-0.046	0.0003
7Dir	1008.34	-0.29	966.13	3.018	-0.075	0.0005
8Dir	674.93	-0.20	664.39	0.797	-0.025	0.0002
2Ret	728.68	-0.17	715.13	0.955	-0.025	0.0002
3Ret	846.94	-0.23	823.51	1.728	-0.044	0.0003
4Ret	837.48	-0.28	840.39	0.235	-0.015	0.0001
5Ret	935.89	-0.22	900.96	2.399	-0.057	0.0004
6Ret	909.28	-0.25	896.87	1.440	-0.040	0.0003
7Ret	972.39	-0.29	946.71	2.216	-0.058	0.0004
8Ret	748.50	-0.27	723.23	1.303	-0.037	0.0003

Table 7.6 : Coefficients de l'ajustement de la résistance en fonction de la température pour toutes les fibres utilisées dans Saturne

V le volume de la fibre (de longueur L et de surface S). Cette dernière est thermalisée aux extrémités à une température T_0 et est chauffée par effet Joule. Nous nous plaçons dans tout ce qui suit à une dimension c'est à dire que l'on ne considère que les effets le long de la fibre. Faisons le bilan de puissance du système :

$$P_{\text{Joule}} - P_{\text{conduction}} = P_{\text{thermique}} + P_{\text{Ray}} \quad (7.6)$$

où l'on définit :

- * La puissance acquise par effet Joule :

$$P_{\text{Joule}} = RI^2 \quad (7.7)$$

où R est la résistance et I au courant injecté. courant.

- * La puissance perdue par conduction :

$$P_{\text{conduction}} = \int_S \kappa \vec{g} \cdot d\vec{S} \quad (7.8)$$

où κ est la conductivité thermique de la fibre (en W/mK).

- * La puissance thermique est donnée par :

$$P_{\text{thermique}} = \int_V \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} dV \quad (7.9)$$

où C_p est la capacité calorifique (en J/K kg) du matériau considéré, et ρ sa masse volumique.

- * Et la puissance émise par rayonnement :

$$P_{\text{Ray}} = \sigma S (T_f - T_0)^4 \quad (7.10)$$

où $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2/\text{K}^4$ est la constante de Stefan-Boltzmann, et S la surface de la source qui rayonne. Si nous faisons un simple calcul d'ordre de grandeur avec une fibre de 1mm de longueur

et de $5\mu\text{m}$ de diamètre, nous obtenons une puissance rayonnée $P_{\text{ray}} \simeq 6 \cdot 10^{-10}$ Watts pour une température de l'ordre de 100K, alors que la puissance reçue par effet Joule correspondante est d'environ $P_{\text{Joule}} \simeq 3 \cdot 10^{-6}$ W (pour une tension de 1V sur une résistance de 600 Ω), et la puissance liée à la conductivité thermique de $\simeq 6 \cdot 10^{-6}$ W en supposant une $\kappa \simeq 2\text{W/mK}$. Dans la suite, nous négligerons donc le terme de rayonnement.

En utilisant le théorème d'Ostrogradski, nous obtenons alors la relation :

$$\int_V (\text{div}(\kappa \vec{\text{grad}} T) + \frac{RI^2}{LS}) dV = \int_V \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} dV \quad (7.11)$$

En dérivant cette relation nous pouvons donc écrire :

$$\text{div}(\kappa \vec{\text{grad}} T) + \frac{RI^2}{LS} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7.12)$$

Compte tenu des dimensions des fibres, nous nous plaçons à une dimension, et cette équation devient :

$$\frac{d}{dx}(\kappa \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{RI^2}{LS} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7.13)$$

7.2.1 Régime permanent

Nous faisons l'hypothèse que la température ne varie pas en fonction du temps. Dans le cas où les deux extrémités de la fibre sont thermalisées à $T = T_0$ et où toute l'énergie apportée par effet Joule se dissipe par conduction thermique, nous obtenons la relation :

$$\frac{d}{dx} \kappa \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{RI^2}{LS} \quad (7.14)$$

Si la conductivité thermique est constante, cette équation devient :

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = -\frac{RI^2}{LS\kappa} \quad (7.15)$$

Avec comme conditions aux limites $T(x = \pm L/2) = T_0$, dans le cas où la résistance est indépendante de la température, nous obtenons la relation :

$$T - T_0 = -\frac{RI^2}{2LS\kappa} (x^2 - \frac{L^2}{4}) \quad (7.16)$$

Nous nous plaçons maintenant dans le cas où la résistance s'écrit sous la forme :

$$R = R_0(1 - \alpha(T - T_0)) . \quad (7.17)$$

Nous reprenons l'équation d'équilibre thermique 7.14, qui devient alors :

$$\frac{d}{dx}(\kappa \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{I^2 R_0}{SL} (1 - \alpha(T - T_0)) = 0 . \quad (7.18)$$

De plus, en supposant que la conductivité thermique est constante en fonction de la température $\kappa = \kappa_0$, cette relation prend la forme :

$$\kappa_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{I^2 R_0}{SL} (1 - \alpha(T - T_0)) = 0 \quad (7.19)$$

ou encore :

$$\frac{\partial^2 (T - T_0)}{\partial x^2} - O\alpha(T - T_0) = -O , \quad (7.20)$$

avec :

$$O = \frac{I^2 R_0}{\kappa_0 S L} \quad (7.21)$$

dont la solution est de la forme :

$$(T - T_0) = u_0 \cosh(\sqrt{O\alpha}x) + \frac{1}{\alpha}, \quad (7.22)$$

En appliquant les conditions aux limites $u = 0$ pour $x = \pm L/2$ et $(T - T_0)(-x) = (T - T_0)(x)$ nous trouvons :

$$u_0 = \frac{-1}{\alpha \cosh(\sqrt{O\alpha} \frac{L}{2})}. \quad (7.23)$$

En première approximation (α petit) nous pouvons développer $(T - T_0)(x)$ de la façon suivante :

$$(T - T_0)(x) \simeq \frac{-1}{\alpha} \left(1 - \frac{O\alpha L^2}{8}\right) \left(1 + \frac{O\alpha x^2}{2}\right) + \frac{1}{\alpha} \quad (7.24)$$

$$\simeq \frac{R_0 I^2}{2S\kappa_0 L} \left(\left(\frac{L}{2}\right)^2 - x^2\right) \quad (7.25)$$

Nous retrouvons alors la formule 7.16.

L'élévation moyenne de température le long de la fibre s'écrit, d'après la relation 7.22 :

$$\Delta T_{mes} = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} (T - T_0)(x) dx \quad (7.26)$$

$$= \frac{-2}{L\alpha\sqrt{O\alpha}} \tanh(\sqrt{O\alpha} \frac{L}{2}) + \frac{1}{\alpha}. \quad (7.27)$$

De la même manière que précédemment nous pouvons faire un développement limité pour α petit et nous trouvons :

$$\Delta T_{mes} \simeq \frac{1}{12} \frac{I^2 R_0 L}{S\kappa_0} \quad (7.28)$$

qui n'est autre que l'intégrale de la relation 7.25 le long de la fibre.

7.2.2 Absence de source de chaleur

Supposons désormais que l'on a échauffé la fibre pendant un instant très bref par une impulsion d'intensité I , et que l'on laisse ensuite le système se relaxer vers sa température T_0 . Il y a équilibre entre l'effet de la conductivité thermique et celui de la capacité calorifique. Nous supposons toujours, dans cette section, que $\kappa = \kappa_0$ est indépendante de T , nous avons alors la relation :

$$\kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7.29)$$

qui est l'équation de la diffusion.

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$T(x = L/2, t) = T(x = -L/2, t) = T_0 \quad (7.30)$$

L'équation 7.29 admet alors comme solution :

$$T = T_0 + \sum_{k=0}^{\infty} \Delta T(t) \cos((2k+1)\pi x/L) \quad (7.31)$$

où \tilde{R}_{fibre} correspond non seulement à la résistance de la fibre mais aussi à celle des fils d'amenée. Nous réglons le système de façon à équilibrer $R_i \simeq \tilde{R}_{fibre}(t) + r$.

Les données enregistrées par ce système sont des courbes d'oscilloscope correspondant au signal d'attaque de la fibre et au signal de sortie mesurées à ses bornes comme nous le montrerons dans la suite : cf. figure 7.10.

7.4 Conductivité thermique

Dans cette section nous décrivons comment nous avons mesuré la conductivité thermique des fibres. Pour cela nous avons analysé deux jeux de données : d'une part des données mesurées par des bolomètres (Archeops et le CQM de Planck-HFI), et d'autre part des données provenant des mesures faites à partir du circuit décrit dans la section 7.3. Nous confronterons ensuite les résultats obtenus par ces deux canaux. Dans tous les cas nous nous placerons tout au long de cette section dans le cas du régime permanent (cf. section 7.2.1).

7.4.1 Mesure à partir des données bolométriques

Forme du signal mesuré par bande de fréquence

Commençons par nous intéresser à l'amplitude du signal mesurée par les bolomètres (sur Archeops et sur le CQM) en fonction de l'amplitude du signal carré des impulsions de tensions utilisées pour chauffer les fibres.

Sur Archeops avec des fibres de 3mm de longueur, les résultats obtenus sont montrés sur la figure 7.8 pour les différentes bandes de fréquence. La figure de droite détaille un zoom de la figure de gauche pour les petites tension.

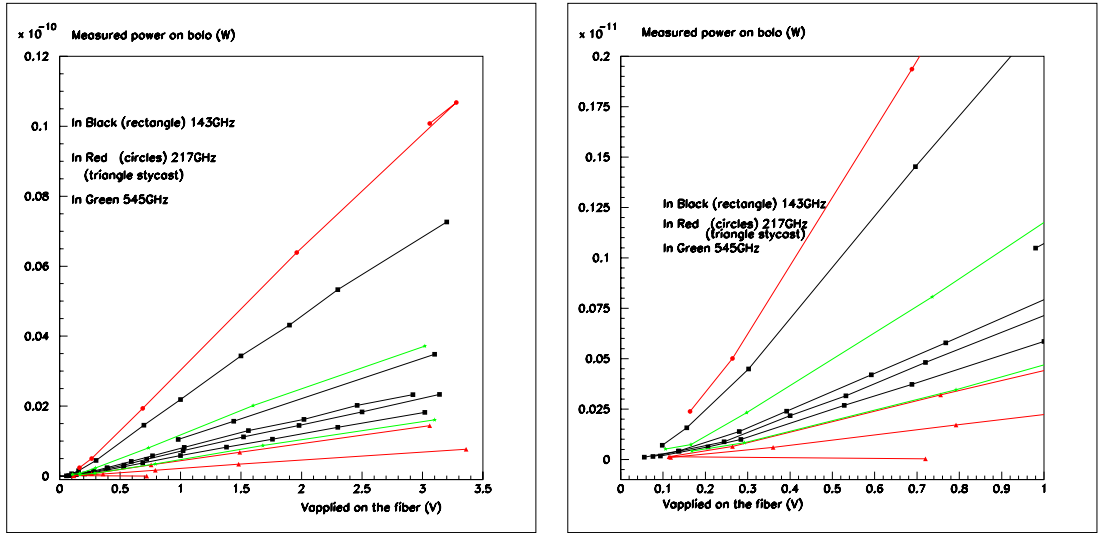


Figure 7.8 : Puissance mesurée (en W) par les bolomètres d'Archeops en fonction de la tension appliquée aux bornes de la fibre (en V), la figure de droite est un zoom aux basses tensions appliquées sur la fibre de la figure de gauche.

Sur le CQM de Planck, les résultats sont montrés sur la figure 7.9 où l'on a représenté le signal mesuré en W sur les bolomètres du CQM de Planck-HFI (avec le facteur de correction lié à la renormalisation

des données avec les courbes $V(I)$ prises à Cardiff) en fonction de la tension appliquée aux bornes des fibres (les fibres étaient alors thermalisées à 2K).

Pour traduire les V mesurés sur les bolos en W , nous utilisons l'équation de la sensibilité (2.40) que l'on corrige du facteur permettant de retrouver les mesures de Cardiff : les valeurs correspondantes sont montrées dans le tableau 6.14. Nous utilisons pour T et I les valeurs du tableau 6.10.

Vers un modèle pour κ

Voyons comment nous pouvons expliquer ces données dans le cadre du régime permanent en supposant une dépendance en température de la conductivité thermique des fibres. Un modèle empirique consiste à décrire cette dernière sous la forme :

$$\kappa = \kappa_0 + \kappa_2 T^2 + \kappa_3 T^3 \quad (7.36)$$

et nous cherchons à résoudre l'équation 7.14 qui peut aussi s'écrire :

$$\frac{d}{dx} \frac{\kappa \partial T}{\partial x} = -\frac{V^2}{R} \quad (7.37)$$

où V est la tension aux bornes de la fibre et R sa résistance. Ce qui se traduit par une équation de la forme :

$$\kappa_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\kappa_2}{3} \frac{\partial^2 T^3}{\partial x^2} + \frac{\kappa_3}{4} \frac{\partial^2 T^4}{\partial x^2} = -\frac{V^2}{R} . \quad (7.38)$$

Avec comme condition aux limites que $T = T_0$ pour $x = \pm L/2$ (L étant la longueur totale de la fibre) : la température suit donc la loi suivante :

$$\kappa_0 T + \frac{\kappa_2}{3} T^3 + \frac{\kappa_3}{4} T^4 = -\frac{V^2}{2R} (x^2 - L^2/4) + \gamma \quad (7.39)$$

où γ est défini par :

$$\gamma = \kappa_0 T_0 + \frac{\kappa_2}{3} T_0^3 + \frac{\kappa_3}{4} T_0^4 . \quad (7.40)$$

Supposons maintenant que l'on puisse définir trois plages ($i=1,3,4$) de température pour lesquelles le κ est respectivement dominé par le terme constant, puis par le terme en T^2 et enfin le terme en T^3 , nous devons alors calculer les intégrales suivantes pour obtenir la température moyenne :

$$\int_{-L/2}^{L/2} T(x) dx \simeq \sum_{i=0(i=1)}^2 \frac{G_i(x)}{i+1} V^{2/(i+1)} dx \quad (7.41)$$

avec :

$$G_i = \left(\frac{1}{2R\beta_i} \right)^{1/i+1} \int_{-L/2}^{L/2} (L^2/4 - x^2)^{1/i+1} \quad (7.42)$$

ou encore :

$$G_0 = \frac{1}{2R\kappa_0} \frac{L^3}{6} \quad (7.43)$$

$$G_2 = \frac{1}{2R\kappa_2} \frac{1}{3} 0.53 L^{5/3} \quad (7.44)$$

$$G_3 = \frac{1}{2R\kappa_3} \frac{1}{4} 0.618 L^{3/2} . \quad (7.45)$$

L'intégrale de la température totale que l'on dénote $M_\nu(V)$ est donc de la forme :

$$M_\nu(V) = G_0 V^2 + \frac{G_2}{3} V^{2/3} + \frac{G_3}{4} V^{1/2} + C_G \quad (7.46)$$

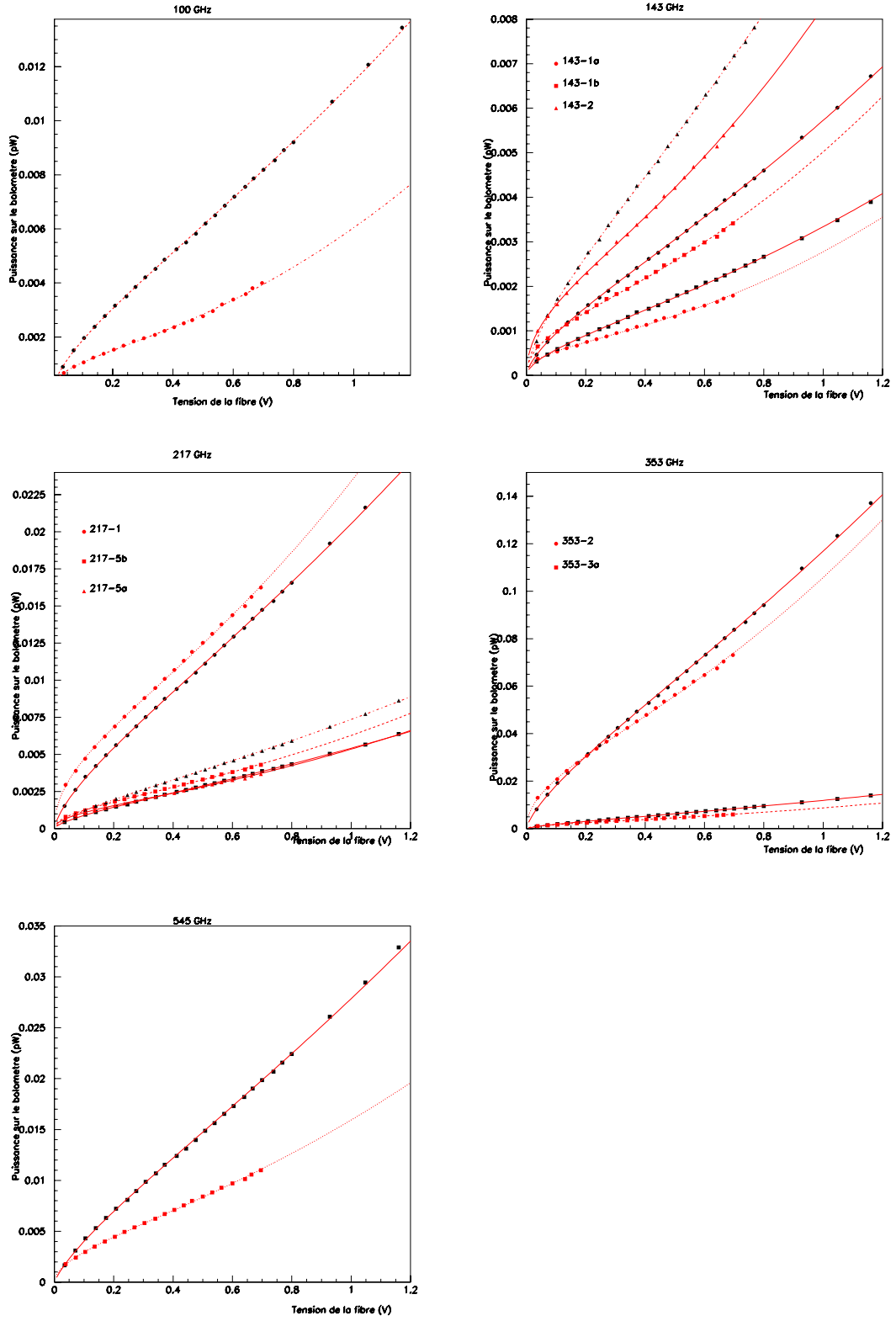


Figure 7.9 : Puissance mesurée (en W) sans correction de l'efficacité optique par les bolomètres du CQM réunis par bande de fréquence (100 et 143 GHz pour la première ligne, 217 et 353 GHz pour la seconde et 545 GHz pour la troisième) en fonction de la tension appliquée aux bornes de la fibre (en V) pour la fibre 8Dir (en noir) et la 8Ret (en rouge). Nous ajustons sur les données une équation de la forme 7.48 (cf texte).

la constante C_G provenant de l'intégrale pour les diverses zones du terme en γ .

En posant comme hypothèse que les fibres ont un spectre d'émission du type Rayleigh-Jeans dans les bandes de sensibilité des bolomètres, alors la puissance S_{bolo} mesurée par les bolomètres suite à l'échauffement de température dû à l'apport d'une puissance par effet Joule est proportionnelle à la température moyenne d'échauffement de la fibre :

$$S_{bolo} \propto M_\nu(V) . \quad (7.47)$$

Nous étudions donc le signal mesuré par les bolomètres en fonction de la tension envoyée aux bornes des fibres de carbone comme le montre la figure 7.9 pour les bolomètres 100-1 (à gauche) et 353-2 (à droite), et nous ajustons les données par une formule de la forme :

$$S_{bolo}(W) = A_s(V^{1/2} + B_s V^2 + C_s V^{2/3}) . \quad (7.48)$$

Les résultats de l'ajustement sont montrés sur la figure 7.9 en pointillés. Nous montrons ainsi que les données semblent être bien ajustées avec ce modèle de conductivité thermique.

7.4.2 Extraction de κ sans les données des bolomètres

Cette fois, nous estimons la conductivité thermique à l'aide d'une méthode totalement différente, ne considérant pas les mesures des bolomètres, mais étudiant la réponse en résistance des fibres en fonction de la tension d'attaque et de leur température pour de petites tensions d'attaque (typiquement de quelques dizaines de mV).

Nous avons vu dans la formule 7.28 qu'au premier ordre, nous avons la relation :

$$\kappa = \frac{V^2 L}{12 R_0 S \Delta T_{mes}} \quad (7.49)$$

D'autre part nous avons mesuré, pour une tension d'attaque donnée V_a :

- * l'amplitude V_f du signal de tension aux bornes de la fibre entre le moment où la tension d'attaque de la fibre est nulle et le moment où elle est stabilisée et égale à V_a .
- * l'amplitude V_{fr} du signal de tension aux bornes de la fibre en série avec la résistance de $2.65 \Omega m$ entre les deux mêmes instants.

Cela nous permet d'en déduire la variation de résistance (ΔR_a) induite par l'apport d'un V_a sur la fibre simplement donnée par :

$$\Delta R_a = \frac{V_f * 2.65}{V_f - V_{fr}} \quad (7.50)$$

Les courbes 7.10 présentent un exemple de tension d'attaque V_a , et les courbes correspondantes V_f et V_{fr} , ainsi que leur différence permettant de calibrer la variation de tension au cours de l'impulsion V_f en variation de résistance. L'analyse a consisté en l'extraction de la conductivité thermique à partir d'environ 2000 courbes d'oscilloscope ainsi traitées.

D'autre part nous pouvons remonter à la température à laquelle est chauffée la fibre (toujours au premier ordre) en considérant que la différence de résistance mesurée est proportionnelle (via le coefficient B que nous avons introduit dans la section 7.1.3) à la différence de température de la fibre de telle sorte que :

$$\kappa = \frac{V_a^2 L \gamma}{12 R_0 S \Delta R_a} \quad (7.51)$$

Les données correspondantes pour les différentes fibres sont indiquées sur les figures 7.11 et 7.12.

Nous ajustons ces données par la relation :

$$\kappa = \delta_0 (1 + T^2 / \delta_2 + \delta_3 T^3) \quad (7.52)$$

comme l'illustrent les figures 7.11 et 7.12. Les mesures faites avec le générateur d'impulsion confirme le modèle de conductivité thermique que l'on avait introduit en analysant les données bolométriques (cf. eq. 7.36). Les valeurs numériques des coefficients δ_i sont données dans la table 7.13).

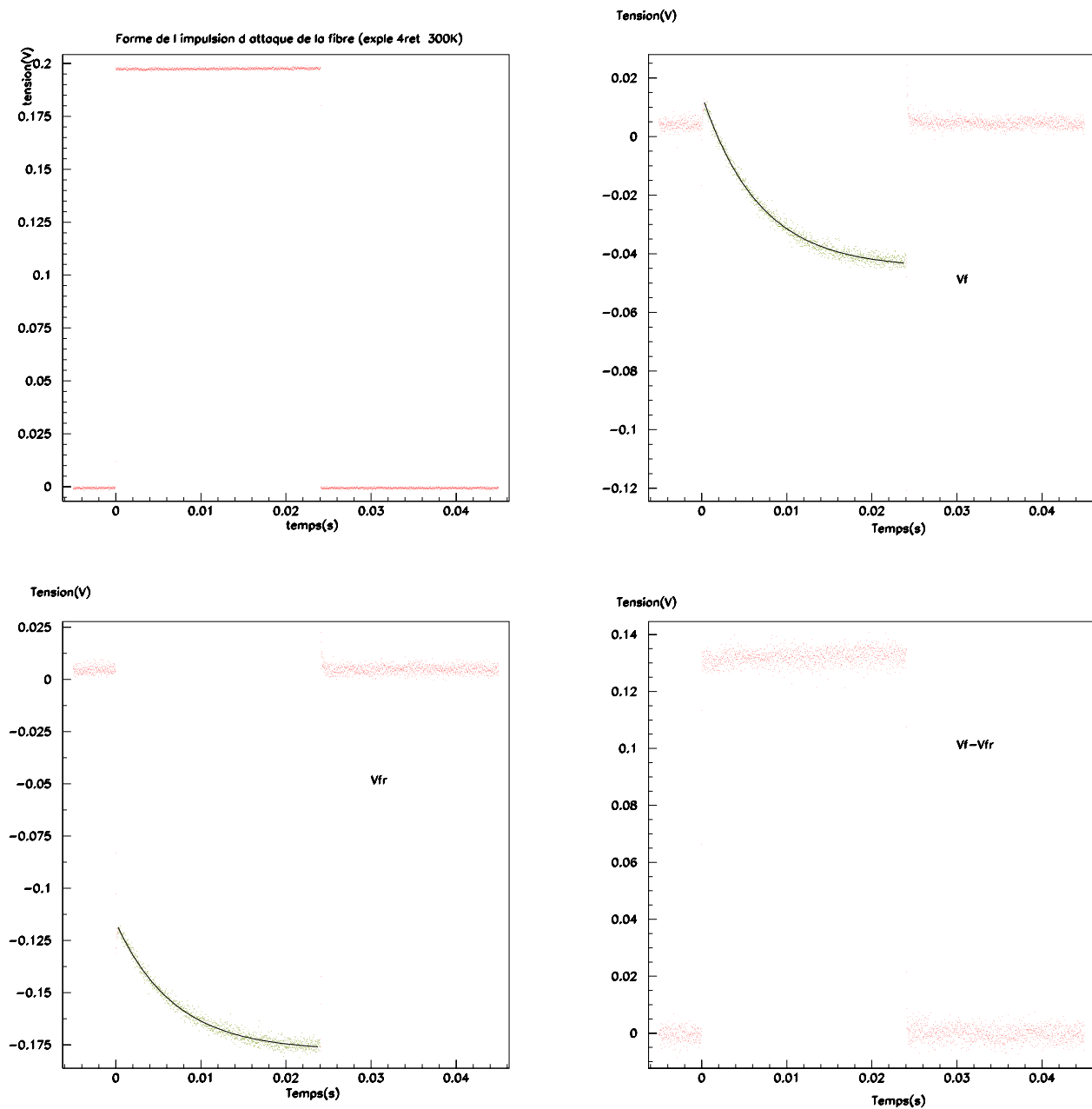


Figure 7.10 : En haut à gauche : signal d'attaque de la fibre en V (exemple pris à 300K pour une impulsion d'assez forte amplitude), en haut à droite : données correspondantes à V_f . En bas à gauche : exemple de V_{fr} correspondant toujours au même exemple, et en bas à droite illustration de la différence $V_f - V_{fr}$.

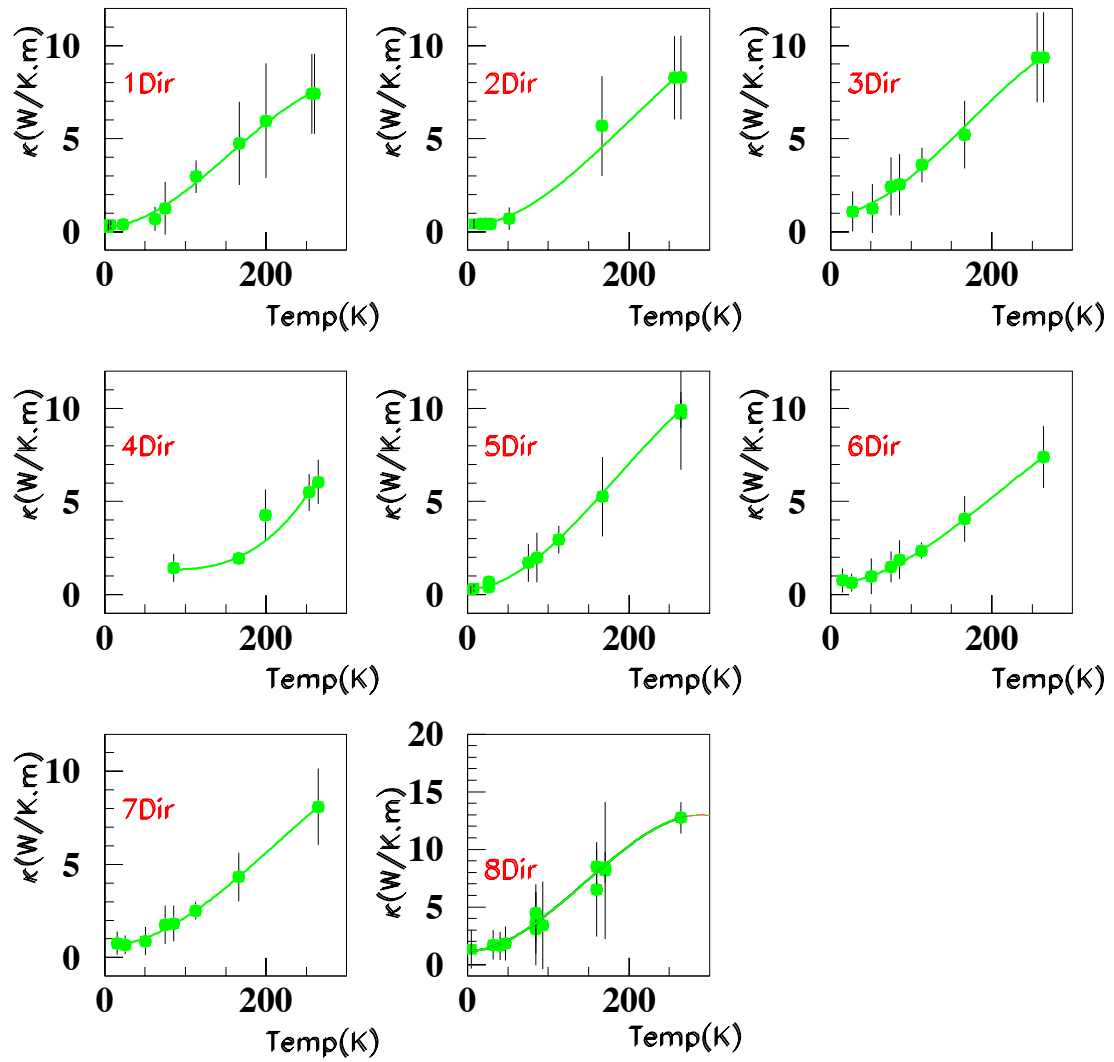


Figure 7.11 : Conductivité thermique κ en fonction de la température obtenue pour différentes fibres de carbone.

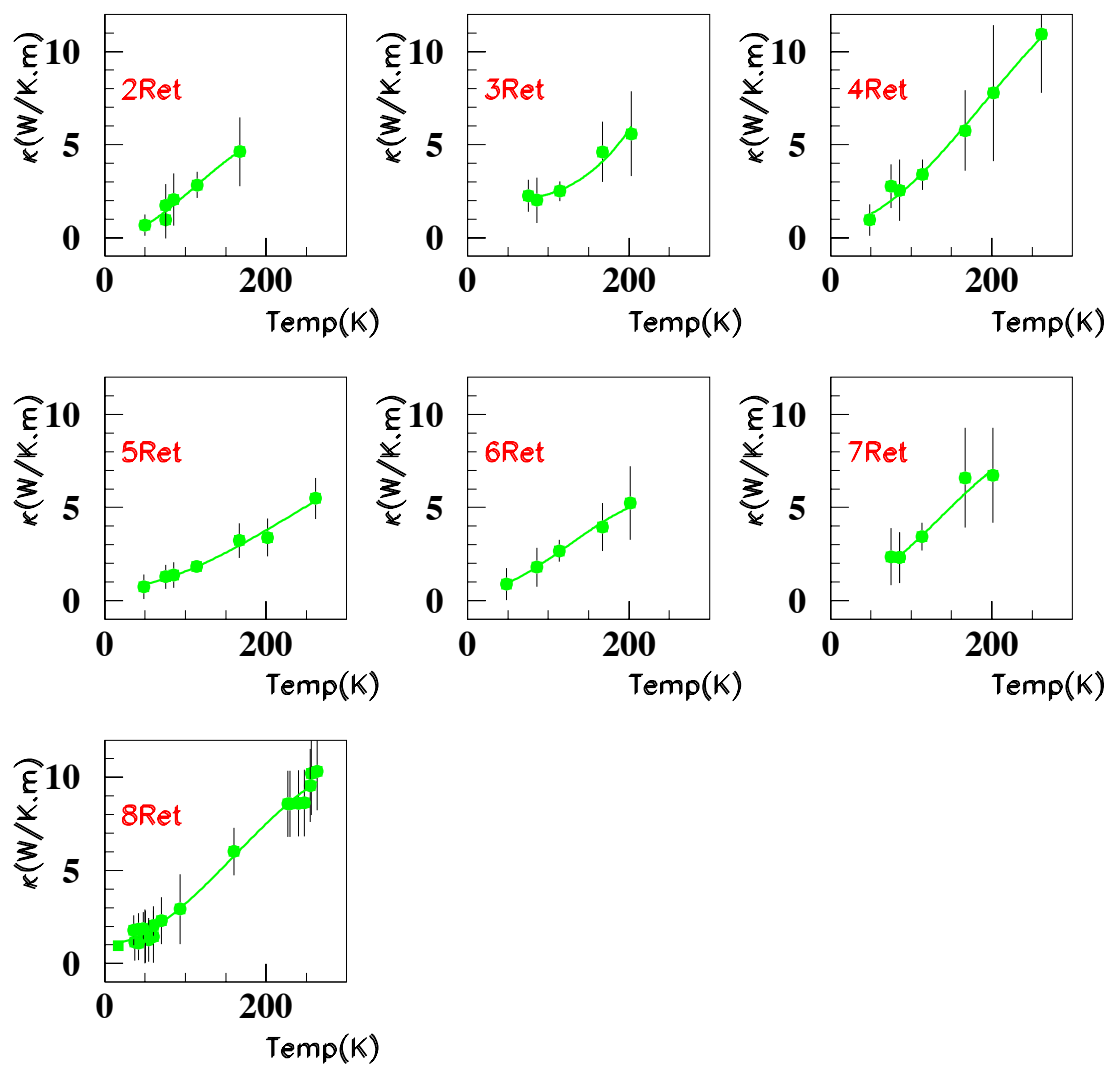


Figure 7.12 : Conductivité thermique κ en fonction de la température obtenue pour différentes fibres de carbone.

Fibre	δ_0	δ_2	δ_3
8Ret	$1. \pm 0.08$	3394.1 ± 613.3	$-0.4 \cdot 10^{-6} \pm 0.2 \cdot 10^{-6}$
8Ret	0.9 ± 0.05	3375.4 ± 457.4	$-0.6 \cdot 10^{-6} \pm 0.1 \cdot 10^{-6}$
5Dir	0.4 ± 0.03	1016.0 ± 107.1	$-0.2 \cdot 10^{-5} \pm 0.4 \cdot 10^{-6}$
4Ret	0.5 ± 0.2	899.2 ± 519.0	$-0.2 \cdot 10^{-5} \pm 0.2 \cdot 10^{-5}$
5Ret	0.8 ± 0.1	3613.4 ± 953.1	$-0.5 \cdot 10^{-6} \pm 0.2 \cdot 10^{-6}$
6Dir	0.8 ± 0.07	3445.1 ± 611.0	$-0.5 \cdot 10^{-6} \pm 0.2 \cdot 10^{-6}$
7Dir	$1. \pm 0.08$	3394.1 ± 613.3	$-0.4 \cdot 10^{-6} \pm 0.2 \cdot 10^{-6}$

Table 7.13 : Valeurs des coefficients de l'ajustement de la conductivité thermique et erreurs correspondantes pour 7 fibres de carbones.

7.5 Constantes de temps des fibres et Capacité calorifique

Nous allons, dans cette section, décrire les mesures des constantes de temps des fibres et montrer comment, en combinant ces résultats avec ceux sur la conductivité thermique obtenus dans la section précédente, nous obtenons une mesure de la capacité calorifique des fibres.

7.5.1 Constantes de temps

Effet d'un niveau continu

En premier lieu, lors des tests sur le cryostat de tests à l'IAS, nous avons remarqué (mais nous ne l'illustrerons pas ici) que lorsque la fibre était alimentée avec une tension continue (de l'ordre de quelques mV) en plus des impulsions carrées, sa constante de temps diminuait.

Pour les mesures du CQM

Pour les mesures de constantes de temps des bolomètres du CQM il nous fallait caractériser leurs constantes de temps à basse température (autour de 2K) avec précision. La table 7.14 résume les mesures obtenues pour des impulsions de diverses amplitudes et avec des valeurs variées de la tension d'alimentation du niveau continu. Nous enregistrons les courbes de réponse de la tension mesurée aux bornes des fibres sur l'oscillo, que nous montrons sur les figures 7.15 (pour la fibre 8Ret à gauche à la montée et sur la 8Dir à droite à la descente) et en déduisons les temps de réponse des fibres en ajustant une exponentielle. La constante de temps à la descente ainsi obtenue est plus longue qu'à la montée ce que nous attendons si la capacité calorifique et la conductivité thermique sont fonction de la température et si le rapport C_p/κ est plus faible à grand T qu'à petit T.

Fibre	montée/descente	V_0 (mV)	tension de l'impulsion A(mV)	τ (ms)	$\sigma(\tau)$ (ms)
8Ret	M	0.	9	6.25	0.19
8Ret	M	0.	40	5.72	0.03
8Ret	D	12	1V	9.06	0.07
8Ret	D	15	50.5	9.25	0.07
8Dir	M	5	38	6.122	0.003
8Dir	M	5.5	50	6.221	0.003
8Dir	D	6.8	47.3	9.708	0.005

Table 7.14 : Mesure des constantes de temps des fibres pour les deux fibres du miroir (8Dir et 8Ret) pour la montée (M) et la descente (D) de l'impulsion de tension, d'amplitude A et de niveau continu V_0 .

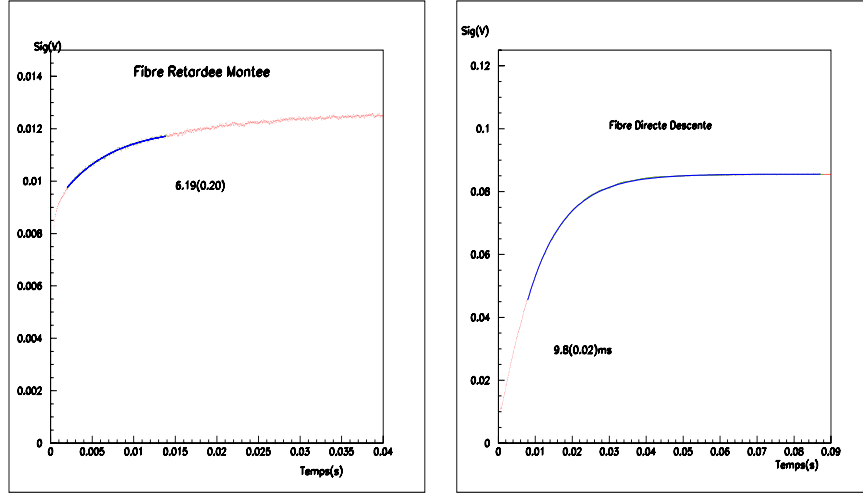


Figure 7.15 : Figure de gauche : signal (en rouge) à la montée sur la fibre 8Ret, à droite : signal à la descente sur la fibre 8Dir. La courbe noire superposée correspond à l'ajustement de la constante de temps.

Constante de temps et température de thermalisation

Intéressons désormais à l'évolution de la constante de temps des fibres en fonction de la température du support sur lequel elles sont thermalisées.

Pour cela nous utilisons les données acquises lors de la descente en température de Saturne lors des tests de juin 2005. La figure 7.16 resume les mesures des constantes de temps en fonction de la température de thermalisation (on envoie des impulsions de faible amplitude typiquement quelques dizaines de mV pour ne pas chauffer la fibre). Sur la gauche de la figure sont montrées les constantes de temps de toutes les fibres installées dans Saturne, et sur la droite nous représentons l'écart relatif par rapport à leur valeur à $T \geq 250K$. Les valeurs des constantes de temps sont comprises entre 3ms et une dizaine de ms (les valeurs les plus petites correspondant à la fibre 8Dir de plus petite taille). D'autre part leur comportement en fonction de la température est assez homogène comme l'illustre la figure de droite (surtout au dessus de 120K).

Pour fixer les ordres de grandeur des constante de temps "effectives" des fibres pour une température supérieure à 30K, nous portons dans la table 7.17 les valeurs moyennes et les erreurs de nos mesures.

Les erreurs systématiques sont plus élevées à basse température car, pour pouvoir les mesurer il ne faut pas chauffer les fibres et donc il faut envoyer des impulsions d'amplitudes beaucoup plus faibles pour qu'il n'y ait pas d'effet provenant de la variation de la résistance en fonction de la température d'échauffement de la fibre.

7.5.2 Capacité calorifique

A partir de la relation 7.34 nous obtenons :

$$\rho C_p = \frac{\tau \kappa \pi^2}{L^2}. \quad (7.53)$$

Nous pouvons donc extraire la variation de la capacité calorifique en fonction de la température (en utilisant les résultats sur la conductivité thermique obtenus dans les sections précédentes) : les résultats sont résumés par les figures 7.18 et 7.19 pour laquelle nous montrons le produit de la conductivité thermique par la masse volumique en fonction de la température de thermalisation.

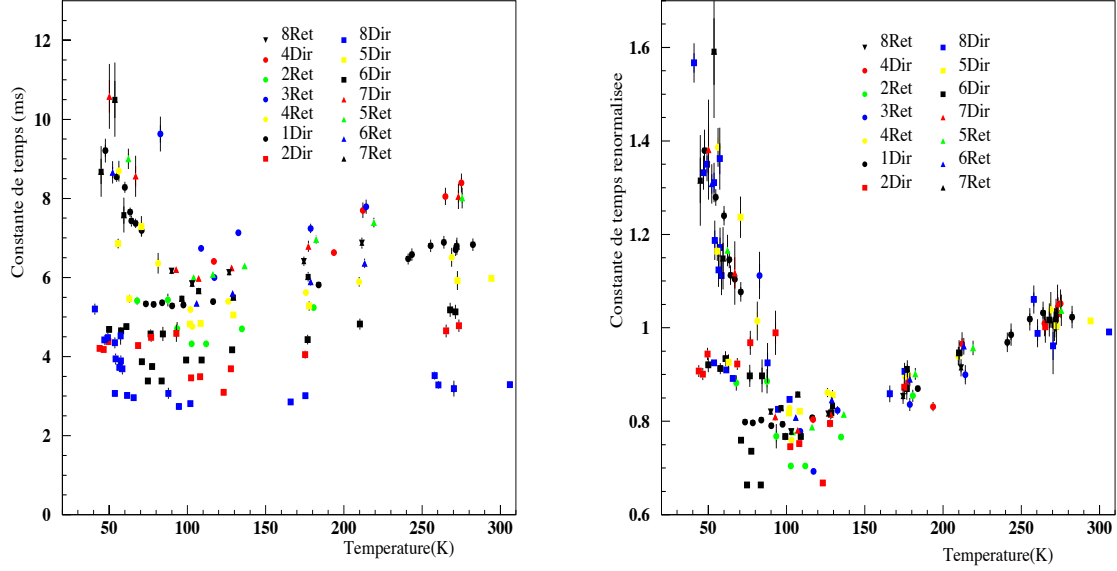


Figure 7.16 : Figure de gauche : Constante de temps (en ms) en fonction de la température de thermalisation de la fibre et figure de droite : facteur d'échelle relatif par rapport à la valeur moyenne obtenue à $T \geq 250K$.

Fibre	τ (ms)	$\sigma(\tau)$ (ms)
1Dir	4.5	0.4
2Dir	4.0	0.6
3Dir	8.1	1.1
4Dir	7.4	0.8
5Dir	5.3	0.5
6Dir	6.2	0.8
7Dir	7.0	1.0
8Dir	3.5	0.6
2Ret	4.9	0.4
3Ret	7.4	1.1
4Ret	6.1	1.1
5Ret	7.1	1.0
6Ret	6.4	1.2
7Ret	6.2	0.3
8Ret	6.6	1.0

Table 7.17 : Mesure des constantes de temps des fibres pour une température de thermalisation supérieure à 30K.

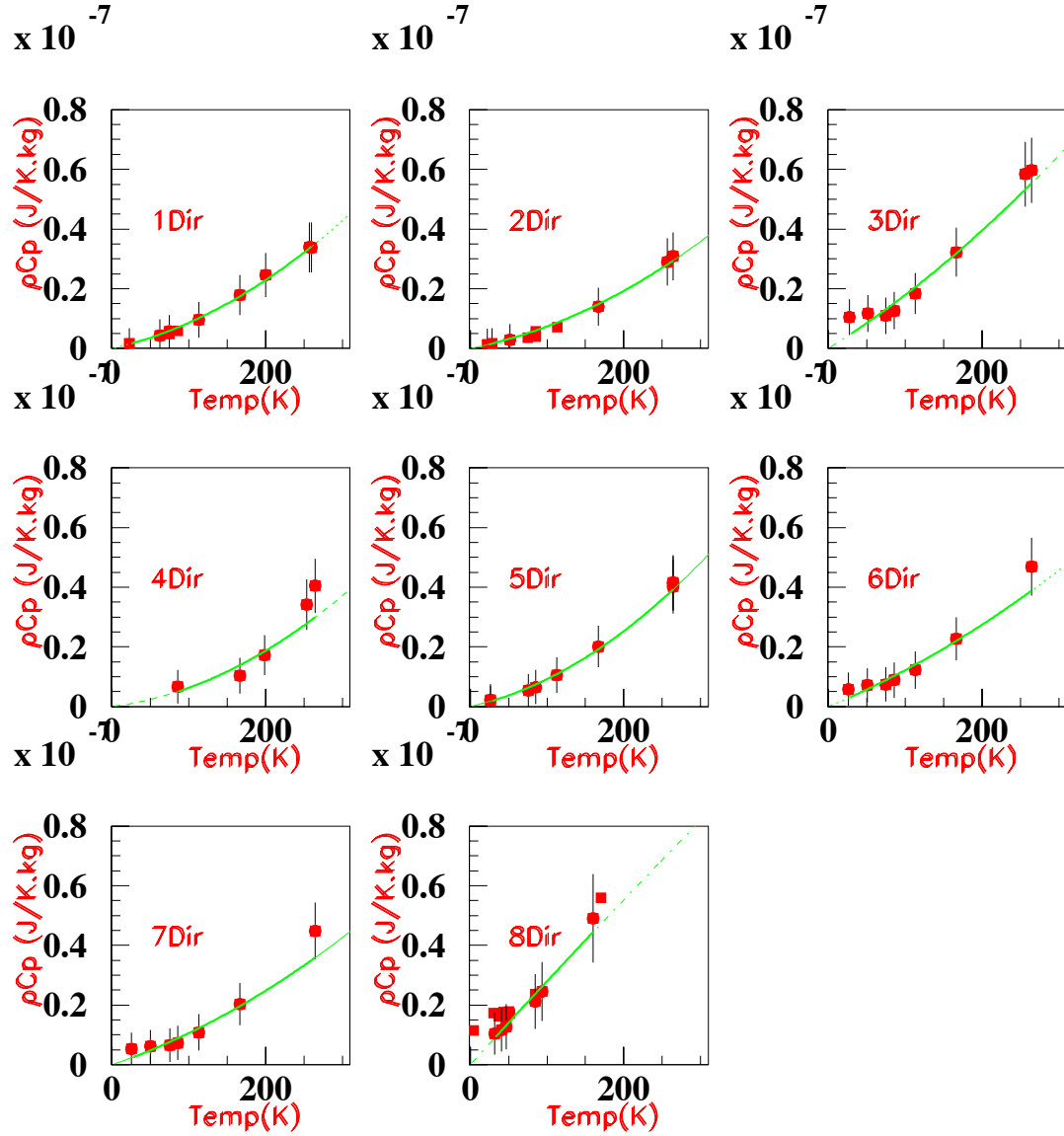


Figure 7.18 : Produit de la Capacité calorifique par la masse volumique en fonction de la température de thermalisation des fibres pour certaines fibres.

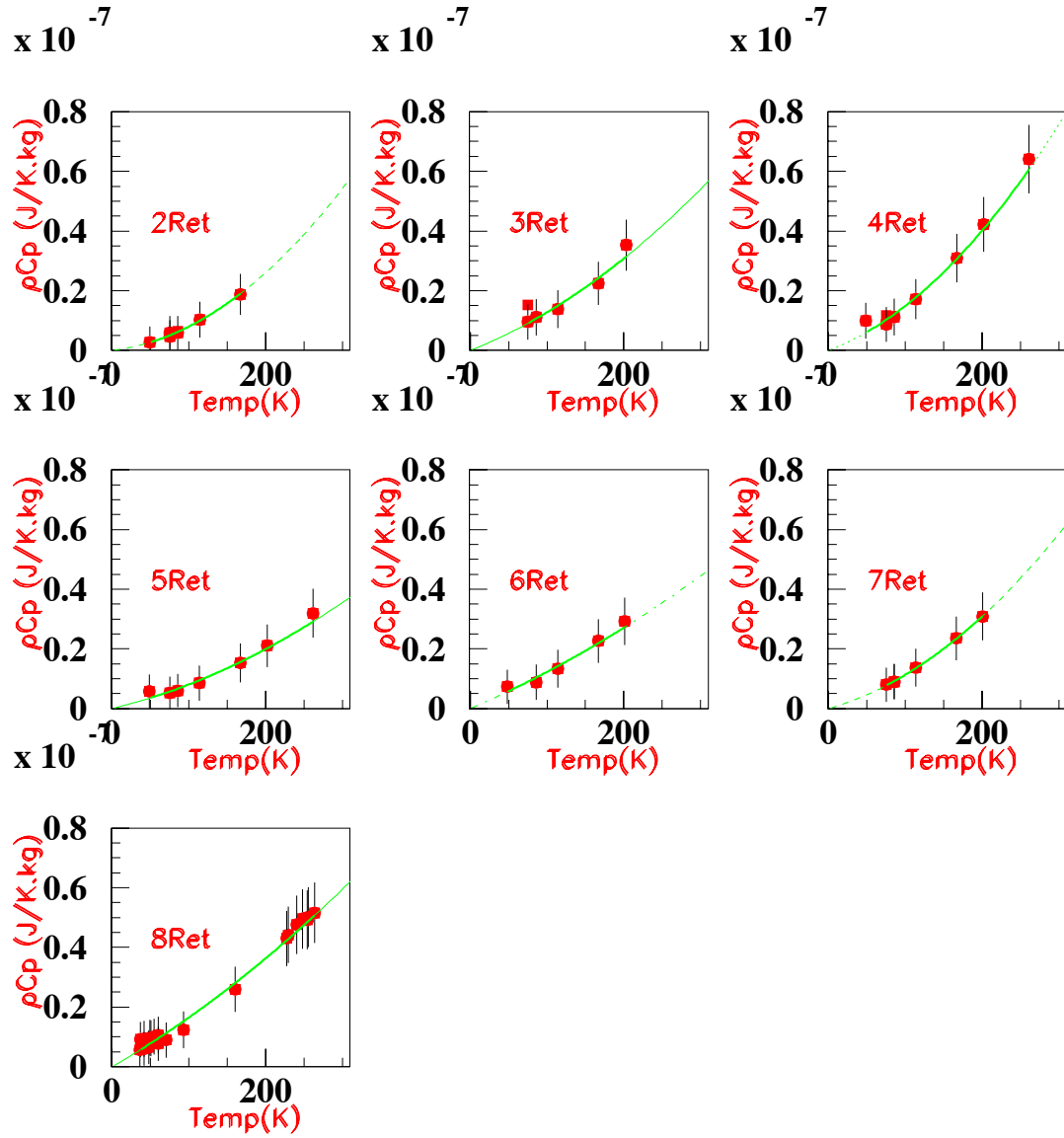


Figure 7.19 : Produit de la Capacité calorifique par la masse volumique en fonction de la température de thermalisation des fibres pour certaines fibres.

7.6 Comparaison données-simulation

Cette section présente la façon dont nous avons simulé l'équation de la chaleur et décrit une comparaison des données et des prédictions de cette simulation lorsqu'elle est nourrie par les ajustements de la conductivité thermique et de la capacité calorifique estimées dans les sections précédentes. Commençons par introduire la méthode de résolution numérique de l'équation de la chaleur utilisée pour ensuite discuter les résultats.

7.6.1 Résolution numérique de l'équation de la chaleur

Ce problème classique est abondamment discuté dans la littérature [63]. Arrêtons nous quelques instants sur les différents schémas numériques que l'on peut utiliser et voyons celui que l'on a finalement retenu. Nous verrons également comment nous y avons propagé la dépendance avec la température des trois paramètres principaux : κ , C_p et R .

Présentation du problème

Nous cherchons à résoudre l'équation de la chaleur à une dimension qui s'écrit ($x = X/L \in [0, 1]$) :

$$\frac{\partial u}{\partial t}(x, t) - a \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(x, t) = f(x, t) \quad (7.54)$$

où $u = T(x) - T_0$, avec $a = \kappa/(\rho C_p)$ (on se place dans le cas où κ et C_p ne dépendent ni de x ni de t pour commencer). f correspond à la puissance par effet Joule. Les conditions aux limites s'écrivent :

$$\frac{\partial u}{\partial x}(0, t) = \frac{\partial u}{\partial x}(1, t) = 0 \quad (7.55)$$

$$u(x, 0) = T_0 \quad (7.56)$$

Le schéma d'Euler progressif

Afin de discrétiser l'équation ci-dessus, nous pouvons utiliser le schéma d'Euler progressif dont le principe est le suivant. Nous commençons par subdiviser la fibre en $N+1$ tranches, avec un pas spatial h :

$$h = \frac{1}{N+1}, \quad (7.57)$$

et les noeuds $x_j = jh$ avec $j \in 1, 2, \dots, N$. Nous discrétisons de même le temps avec un pas temporel τ , et nous introduisons les temps $t_n = n\tau$ avec $n \in 1, 2, \dots$. Si $u(x_j, t_n)$ est la solution du problème au noeud x_j et au temps t_n , nous notons u_j^n son approximation par la méthode d'Euler progressif. L'équation 7.54 peut alors s'écrire :

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\tau} + a \frac{-u_{j-1}^n + 2u_j^n - u_{j+1}^n}{h^2} = f(x_j, t_n) \quad (7.58)$$

et les conditions aux limites s'écrivent :

$$\frac{u_0^{n+1} - u_0^n}{\tau} + a \frac{2u_0^n + 2u_1^n}{h^2} = f(x_0, t_n) \quad (7.59)$$

$$\frac{u_{N+1}^{n+1} - u_{N+1}^n}{\tau} + a \frac{2u_N^n + 2u_{N+1}^n}{h^2} = f(x_{N+1}, t_n). \quad (7.60)$$

Pour que ce schéma ne développe pas d'instabilité numérique, il faut que le pas en temps soit de telle sorte que :

$$\tau \leq \frac{h^2}{2a}. \quad (7.61)$$

Autrement la condition de stabilité dans la norme du maximum :

$$\max_{0 \leq l \leq N+1} |u_l^{n+1}| \leq \max_{0 \leq l \leq N+1} |u_l^n| \quad (7.62)$$

n'est pas satisfaite. Pour stabiliser le schéma nous introduisons alors souvent le schéma d'Euler rétrograde.

Le schéma d'Euler rétrograde

Ce schéma revient à remplacer $n \rightarrow n+1$ pour ce qui est de la discrétisation en x dans les équations précédentes, ie :

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\tau} + a \frac{-u_{j-1}^{n+1} + 2u_j^{n+1} - u_{j+1}^{n+1}}{h^2} = f(x_j, t_{n+1}) \quad (7.63)$$

et les conditions aux limites deviennent :

$$\frac{u_0^{n+1} - u_0^n}{\tau} + a \frac{2u_0^{n+1} + 2u_1^{n+1}}{h^2} = f(x_0, t_{n+1}) \quad (7.64)$$

$$\frac{u_{N+1}^{n+1} - u_{N+1}^n}{\tau} + a \frac{2u_N^{n+1} + 2u_{N+1}^{n+1}}{h^2} = f(x_{N+1}, t_{n+1}) . \quad (7.65)$$

Dans ce cas il faudra résoudre un système d'équations pour obtenir les u_j^{n+1} (et non plus obtenir les u_j^{n+1} en fonction des u_j^n comme dans le cas précédent). Ce schéma a l'avantage d'être inconditionnellement stable, par contre il est d'ordre 2 en espace mais d'ordre 1 en temps. Afin d'obtenir un schéma d'ordre 2 en temps on préfère introduire le schéma de Crank-Nicholson.

Le schéma de Crank-Nicholson

Ce dernier s'obtient en utilisant une moyenne des deux schémas précédents :

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\tau} + \frac{a}{2} \left(\frac{-u_{j-1}^n + 2u_j^n - u_{j+1}^n}{h^2} + \frac{-u_{j-1}^{n+1} + 2u_j^{n+1} - u_{j+1}^{n+1}}{h^2} \right) = \frac{1}{2} (f(x_j, t_{n+1}) + f(x_j, t_n)) \quad (7.66)$$

et les conditions aux limites deviennent :

$$\frac{u_0^{n+1} - u_0^n}{\tau} + \frac{a}{2} \left(\frac{2u_0^n + 2u_1^n}{h^2} + \frac{2u_0^{n+1} + 2u_1^{n+1}}{h^2} \right) = \frac{1}{2} (f(x_0, t_n) + f(x_0, t_{n+1})) \quad (7.67)$$

$$\frac{u_{N+1}^{n+1} - u_{N+1}^n}{\tau} + \frac{a}{2} \left(\frac{2u_N^n + 2u_{N+1}^n}{h^2} + \frac{2u_N^{n+1} + 2u_{N+1}^{n+1}}{h^2} \right) = \frac{1}{2} (f(x_{N+1}, t_n) + f(x_{N+1}, t_{n+1})) . \quad (7.68)$$

Application à la simulation des fibres

En ce qui concerne les fibres, nous utilisons le schéma de Crank-Nicholson en introduisant le fait que la conductivité thermique dépende de la température, soit :

$$\rho C_{pj} \frac{T_j^{n+1} - T_j^n}{\tau} \quad (7.69)$$

$$- \frac{1}{2h^2} \kappa_- (T_{j-1}^n - T_j^n - T_j^{n+1} + T_{j+1}^{n+1}) \quad (7.70)$$

$$- \frac{1}{2h^2} \kappa_+ (-T_j^n + T_{j+1}^n - T_j^{n+1} + T_{j+1}^{n+1}) \quad (7.71)$$

$$= R_j I^2 \quad (7.72)$$

où l'on a introduit deux nouvelles variables κ_+ et κ_- telles que :

$$\kappa_+ = \kappa \left(\frac{1}{2} (T_j + T_{j-1}) \right) \quad (7.73)$$

$$\kappa_- = \kappa \left(\frac{1}{2} (T_j + T_{j+1}) \right) \quad (7.74)$$

où κ_+ (resp. κ_-) correspond à la variation de la conductivité thermique entre le centre de la tranche j et celui de la tranche $j+1$ (resp. $j-1$), C_{pj} et R_j sont les valeurs au centre de la tranche j . Nous trouvons la solution en résolvant ensuite le système d'équations.

7.6.2 Simulations et données

Nous introduisons donc dans la simulation une paramétrisation de la capacité calorifique et de la conductivité thermique extraites des mesures explicitées dans les sections précédentes et on cherche à estimer certains paramètres comme les profils de température, les constantes de temps ou encore le comportement de la température de la fibre en fonction de la tension du signal carré d'alimentation.

Profils de température

Commençons par visualiser le profil de température sur la figure 7.20 sur la gauche, que l'on compare avec un profil au cours du temps dans le cas où ni κ ni C_p ne dépend de la température.

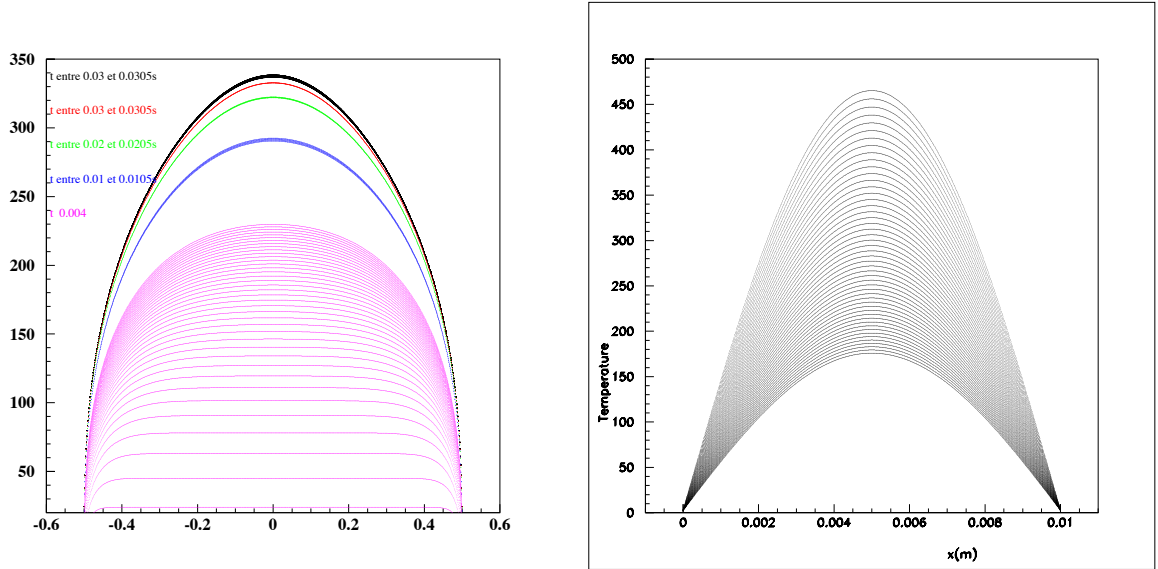


Figure 7.20 : Profils de température le long de la fibre prédits par la simulation : sur la gauche pour les fibres et sur la droite dans le cas du régime permanent où la résistante est constante.

Nous remarquons que les courbes sont plus aplaties dans le cas où l'on prend en compte tous les paramètres, néanmoins les profils indiquent toujours une bosse au milieu. Il est à noter que lors de tests à Cardiff une fibre avait été trop chauffée et a été cassée exactement en son milieu ce qui tendrait à corroborer le fait que l'endroit de la fibre le plus chaud est bien son milieu.

Température de la fibre et tension d'alimentation

Nous faisons maintenant varier l'amplitude d'une impulsion de tension utilisé pour alimenter les fibres. A partir de la simulation nous calculons la moyenne de la température le long de la fibre. La figure 7.21 présente les variations de cette température moyenne en fonction de l'amplitude de l'impulsion pour plusieurs valeurs de la longueur de la fibre.

Nous retrouvons la forme mesurée sur les bolomètres du CQM (section 7.4.1). Nous avons vu dans la première section que la résistance dépendait de la température : nous pouvons donc estimer, via la variation de la résistance entre le début et la fin de l'impulsion, la température d'échauffement de la fibre.

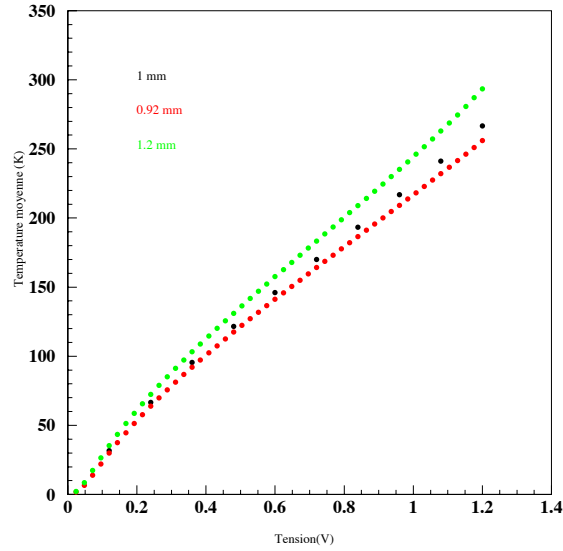


Figure 7.21 : Simulation de la température moyenne de la fibre en fonction de l'amplitude de l'impulsion en tension utilisé pour chauffer la fibre, et ce pour plusieurs valeurs de la longueur de la fibre.

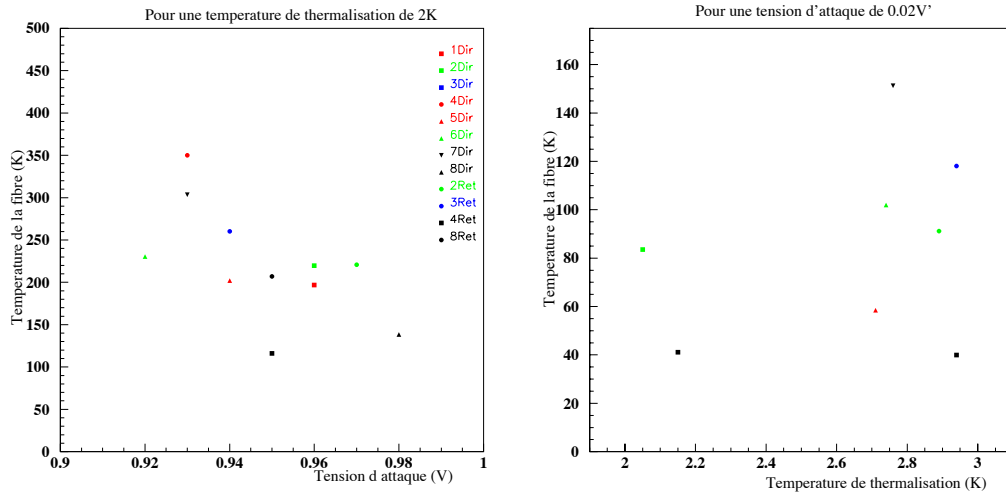


Figure 7.22 : Figure de gauche : Température maximale de la fibre en fonction de la tension d'attaque pour une température de thermalisation comprise entre 2 et 2.5K pour chaque fibre, Figure de droite : Température de la fibre en fonction de la température de thermalisation pour une tension d'attaque de l'ordre de 20 mV.

Nous nous cantonnons ici aux températures de thermalisation autour de 2K afin d'estimer l'échauffement subi lors des mesures avec les bolomètres. Nous voyons sur la gauche de la figure 7.22 que la température maximale atteinte pour une amplitude de la tension d'attaque autour de 1V est comprise entre 200 et 250K environ, ce qui est en accord avec les prédictions de la simulation.

Nous montrons sur la figure de droite la température moyenne obtenue pour une température de thermalisation entre 2 et 3K et une amplitude d'impulsion de l'ordre de 20mV. La simulation nous prédisait environ 50K ce qui l'ordre de grandeur mesuré ici.

7.7 Flux, température et polarisation

7.7.1 Flux pour les fibres de la roue et Comparaison avec Jupiter

Extrapolation des flux pour les fibres de la roue

Nous cherchons à estimer le flux que l'on peut envoyer sur les bolomètres par bande de fréquence quand nous utilisons les fibres installées sur le côté de la roue. Nous reprenons les courbes montrées sur la figure 7.9 pour une amplitude de 1V sur les fibres. Nous prenons en compte la dilution du signal entre le miroir et la roue qui correspond à $\delta = 1./350$. d'après la section 6.5.1. Nous voyons sur dans le tableau 7.23 que nous envoyons avec les fibres fixées sur la roue des puissances de l'ordre de plusieurs picoWatt pour chaque bande de fréquence.

	100GHz	143 GHz	217 GHz	353GHz	545 GHz
Flux(pW)	4.0	3.5	7.2	41	9.7

Table 7.23 :Extrapolation des flux mesurés par chaque bande de fréquence pour des fibres installées sur la roue et faisant face aux bolomètres étudiés pour une tension d'impulsion des fibres de 1V.

Ce tableau est à comparer aux flux attendus en vol pour une source telle que Jupiter.

7.7.2 Flux attendus pour Jupiter

Revoyons brièvement comment les flux attendus pour Jupiter sont calculés. Jupiter a une température apparente d'environ 170K [73][97], nous utilisons l'approximation Rayleigh-Jeans de la loi du corps noir, où l'émission d'un tel objet est donné (en $\text{W}/\text{m}^2/\text{sr}/\text{Hz}$) (cf. équation 9.9). Nous donnerons dans la suite à la fois les flux en Jy et en pW. Sachant que $1\text{Jy} = 10^{-26}\text{W}/\text{m}^2/\text{Hz}$, le facteur de conversion α exprimé en W/Jy est donné par :

$$\alpha(\text{W}/\text{Jy}) = S\nu \frac{\delta\nu}{\nu} \epsilon 10^{-26} \left(\frac{\theta_{\text{jup}}}{FWHM} \right)^2 \quad (7.75)$$

et dépend uniquement du système optique (les cornets devant le bolomètres), et de la source que l'on regarde (Jupiter, Saturne, les fibres de carbone..) : ϵ est l'efficacité optique, et S est la surface éclairée par le miroir primaire. Comme nous sommes à la limite de diffraction pour le télescope, nous avons la relation :

$$S(\text{m}^2) = m \left(\frac{c}{\nu} \right)^2 \frac{1}{\Omega} \quad , \quad (7.76)$$

De plus θ_{jup} est le diamètre angulaire de Jupiter (pris au 29 août 2007 égal à $38.6''$).

nous obtenons ainsi les valeurs données dans le tableau 7.24. Le flux attendu pour Jupiter à basse fréquence est de l'ordre de 1 pW et monte jusqu'à une centaine de pW à haute fréquence.

	100GHz	143 GHz	217 GHz	353GHz	545 GHz	857 GHz
FWHM(arcmin)	9.2	7.1	5	5	5	5
m	1	1	1	1	5	12
W/Jy	$2.25 \cdot 10^{-16}$	$2.65 \cdot 10^{-16}$	$3.51 \cdot 10^{-16}$	$2.16 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-16}$	$1.07 \cdot 10^{-15}$
Flux(Jy)	$1.5 \cdot 10^3$	$3.1 \cdot 10^3$	$6.8 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^4$	$3.7 \cdot 10^4$	$8.3 \cdot 10^4$
Flux(pW)	0.35	0.83	2.39	3.89	26.21	89.13

Table 7.24 :Caractéristiques des différentes bandes de fréquence de Planck-HFI et flux attendus (en Jy et en pW) par le passage de Jupiter dans chacune d'entre elles.

7.7.3 Conclusion

Nous remarquons de suite que les fibres n'auront pas besoin d'être pulsées à 1V pour simuler Jupiter pour les basses fréquences. Pour les hautes fréquences par contre (supérieures à 500GHz) il n'est pas évident d'extrapoler le comportement en fréquence du spectre d'émission des fibres comme nous le verrons dans la section 7.8.

7.7.4 Polarisation des fibres

Dans cette section nous nous intéressons au fait que les fibres peuvent émettre un signal polarisé puisqu'elles ont une géométrie qui privilégie amplement une direction (la longueur). Dans ce contexte et compte tenu du fait que le CQM avait des voies polarisées nous avons mesuré la puissance reçue par les PSB et les avons comparé au signal reçu par les bolomètres non sensibles à la polarisation pour la même fréquence.

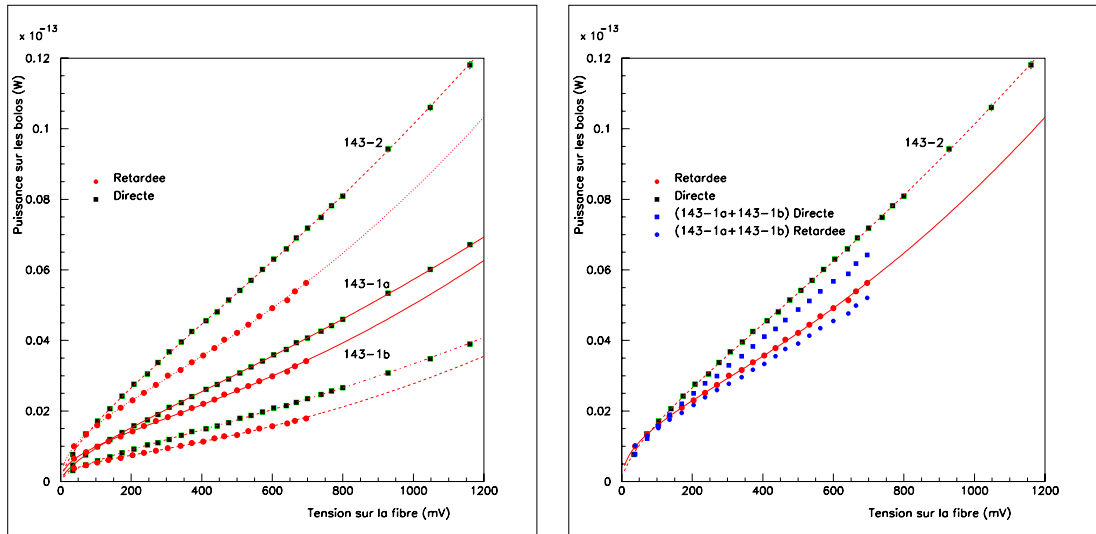


Figure 7.25 : Puissance mesurée (en W) par les bolomètres 143-2, 143-1a et 143-1b du CQM de Planck en fonction de la tension appliquée aux bornes de la fibre (en V) pour la fibre directe et la retardée, la figure de droite montre une sommation du signal des PSB superposée avec le signal mesuré sur le 143-2. Aucune correction d'efficacité optique n'est appliquée à ce stade.

Nous montrons sur la gauche de la figure 7.25 la puissance mesurée pour le bolomètre 143-2, le 143-1a et le 143-1b pour les deux fibres du miroir en fonction de l'amplitude de l'impulsion de tension appliquée. Sur la figure de droite nous présentons ce même signal mesuré sur le 143-2 (non sensible à la polarisation)

ainsi que le signal sommé du 143-1a et du 143-1b toujours pour les deux fibres. Nous montrons que le signal une fois sommé n'est pas très différent du signal total du 143-2, ce qui montre que les mesures que nous avons via les bolomètres sont cohérentes entre elles. Nous pouvons donc en déduire sur la figure de gauche que le fait que nous ayons une différence environ d'un facteur 2 pour une même fibre entre ce qui est mesuré par le 143-1a et ce qui est mesuré par le 143-1b est une preuve que le signal de la fibre est polarisé.

Afin de mieux visualiser la direction de polarisation des fibres on montre sur la figure 7.26 deux vues des fibres de carbone installées sur le miroir qui nous permettent de visualiser l'orientation des fibres par rapport aux bolomètres.

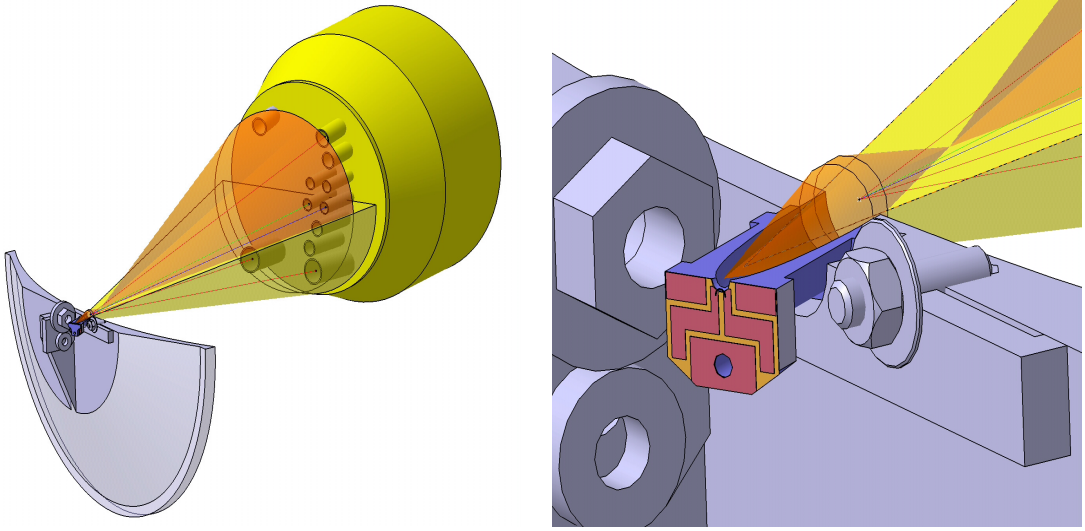


Figure 7.26 : Illustration de l'orientation des fibres du miroir par rapport à l'entrée des cornets B2B.

7.8 Spectre en fréquence des fibres

Maintenant que nous avons fait le point sur le comportement des fibres en température, nous nous intéressons dans cette section au rayonnement qu'elles émettent en fonction de la fréquence.

7.8.1 La fibre : une antenne ?

Les dimensions caractéristiques des fibres étant de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde auxquelles elles émettent, nous nous attendons à ce que leur spectre ne soit pas celui d'un corps noir, et qu'il dépende de leur longueur. Nous pouvons partir de l'hypothèse que la fibre se comporte comme une antenne.

Nous pouvons calculer la puissance rayonnée par une antenne linéaire de longueur L , qui s'exprime en fonction du paramètre $x = \lambda/L$ ou λ est la longueur d'onde considérée :

$$P_r(x) \propto \int_0^{\pi/2} \frac{\cos(\frac{\pi \cos \theta}{x}) - \cos(\frac{\pi}{x})}{\sin \theta} d\theta \quad (7.77)$$

qui s'intègre numériquement. La puissance Joule associée s'écrit :

$$P_J(x) \propto (1 + \frac{1}{2\pi/x} \sin(2\pi/x)) \quad (7.78)$$

La figure 7.27 montre P_r en fonction de la fréquence.

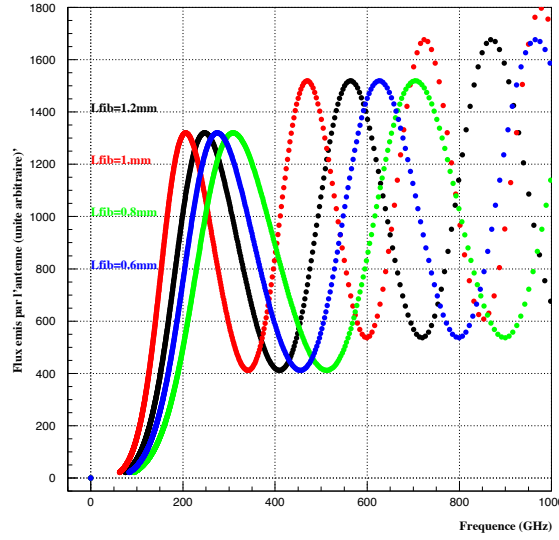


Figure 7.27 : *Forme du spectre d'émission d'une antenne de longueur comprise entre 0.6 et 1.2 mm en fonction de la fréquence.*

7.8.2 Comparaison modèle-données

Nous reprenons cette fois les données bolométriques mesurées par le CQM et les notations y afférentes (cf. section 7.4.1).

Le flux M_ν mesuré par les bolomètres est fonction du flux émis par le système réflecteur-fibre F_ν sous la forme :

$$M_\nu \propto \int F_\nu \epsilon R^2 m \frac{1}{d^2} \cos(\alpha) B_\nu d\nu \quad (7.79)$$

où ϵ est l'efficacité optique de l'optique devant les bolomètres, R est le rayon effectif du cornet B2B, m le nombre de modes, d est la distance entre le centre du réflecteur et le centre de phase du cornet B2B, l'angle α est l'angle entre la ligne de visée du cornet B2B et la droite qui relie le centre de phase de ce cornet et le centre du réflecteur, B_ν est la bande passante des bolomètres (ici on prendra une bande carrée de largeur $\Delta\nu$). On approxime le lobe d'émission du système réflecteur-fibre par une constante sur l'ensemble du plan focal. Les valeurs des divers paramètres sont resumés dans la table 7.28 et les valeurs de α et d sont celles de la table 5.8.

Nous nous plaçons dans le cas de la fibre 8Dir dont nous étudions le comportement en fréquence pour une tension d'alimentation de 500mV. Nous utilisons donc la relation 7.77 pour prédire son spectre a priori (F_ν) et nous prenons en compte les divers paramètres liés à la mécanique et la réponse du système à travers la relation 7.79. Nous obtenons la figure 7.29 qui montre le spectre que l'on mesurerait par bande de fréquence des bolomètres pour diverses longueurs de fibres (dans le cas des bolomètres du CQM) en partant de la relation 7.77 pour le spectre d'émission de la fibre. Les points en noir correspondent à ce que l'on a mesuré sur le CQM avec la fibre 8Dir, qui est en accord avec ce qui est prédit pour une longueur de fibre de 0.6 mm. La remontée à 857GHz a été observée sur les mesures du Planck Flight Model.

Bolomètre	ϵ	$FWHM_B$ (degrés)	Rayon effectif(mm)	$\Delta\nu/\nu$ (%)
100-1	0.33	18.9	9.64	42
143-1a	0.29	19.7	6.6	29
143-1b	0.29	19.7	6.6	29
143-5	0.31	19.7	6.6	29
217-1	0.4	17.7	4.74	26
217-5a	0.27	17.7	4.74	26
217-5b	0.23	17.7	4.74	26
353-2	0.27	11.00	4.69	36
353-3a	0.08	11.00	4.69	36
545-2	0.14	21.76	1.19	35

Table 7.28 :Efficacité optique, $FWHM_B$, rayon effectif des cornets des bolomètres du CQM et bande passante des bolomètres du CQM.

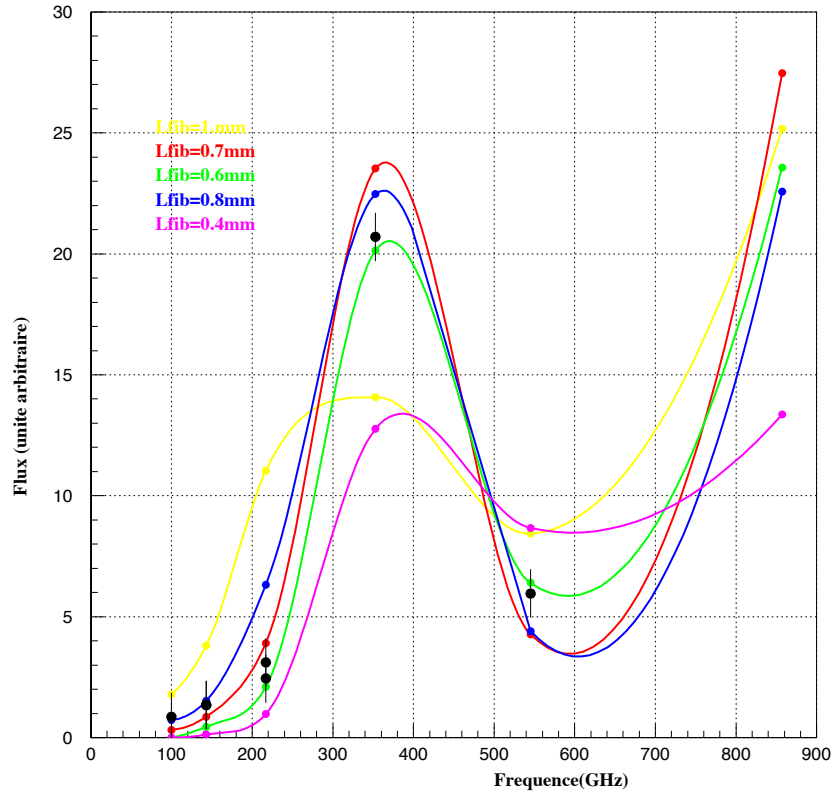


Figure 7.29 : Flux en fonction de la fréquence prédit par le modèle d'antenne pour diverses valeurs de la longueur de la fibre, et comparaison avec les données de la fibre 8Dir (points en noir). Attention la normalisation des courbes les unes par rapport aux autres est arbitraire.

7.9 Conclusions

Nous avons montré comment, en utilisant un circuit d'électronique simple nous pouvions mesurer la forme de la dépendance en température de la résistance, de la conductivité thermique et de la capacité calorifique des fibres de carbone. En parallèle les mesures effectuées à partir des bolomètres (du CQM et le bolomètre étalon dans la cuve Saturne) sont en accord avec les résultats obtenus. Nous avons également simulé l'équation de diffusion de la chaleur à partir d'un schéma de régularisation numérique auquel nous avons ajouté une dépendance des paramètres R , κ et C_p en fonction de la température et qui dont les prédictions sont cohérents avec nos différentes mesures. Enfin, avec un modèle d'antenne simple, nous avons pu montrer, sur la fibre 8Dir (la plus courte) que les prédictions étaient en accord avec les mesures.

Deuxième partie

Traitement de données

Chapitre 8

Environnement de développement dans HFI

Ce chapitre présente une vue très générale de la façon dont le traitement des données est organisé dans Planck-HFI. Il ne s'agit ici ni de faire une description exhaustive ni d'en donner une vision à jour mais d'introduire les notions utiles pour comprendre dans quel contexte les analyses décrites dans les sections suivantes se situent. Ce chapitre met l'accent sur trois thèmes principaux auxquels j'ai contribué au sein du consortium Planck-HFI au cours des années 2001-2004 : une réflexion de fond sur l'organisation du traitement de données au niveau 2, la définition du modèle de l'instrument, et enfin l'organisation du groupe de travail sur les effets systématiques intrinsèques à l'instrument.

Avant de revenir sur chacun de ces points, notons tout d'abord qu'il existe, dans Planck-HFI, deux types de données :

- * les données dites de Surveillance (HSK pour Housekeeping) qui permettent de suivre l'évolution et de vérifier le bon fonctionnement de l'instrument (il s'agit des mesures de thermométries, des débits, des pressions...) qui sont transmises au sol à faible débit (4000 bits/s).
- * les données dites Science qui concernent les 72 voies bolométriques et thermométriques liées au cœur de l'instrument et qui doivent être comprimées avant d'être transmises au sol à un taux de 40.000 bits/s.

Les données deviendront accessibles à la communauté au terme de la période propriétaire (qui se termine un an après la fin des prises de données). Les principaux résultats scientifiques doivent donc être publiés avant et pour cela les données sont traitées en plusieurs étapes comme le montre les sections qui suivent.

8.1 Le traitement des données dans Planck-HFI

Le traitement des données dans Planck-HFI a été structuré en quatre “niveaux” :

- Le niveau 1 ou L1 qui permet de passer des données brutes (HSK et Science) provenant du satellite aux données décompressées et ordonnées en temps que l'on nommera dans la suite *timelines* ou TOI (pour Time Ordered Data).
- Le niveau 2 ou L2 qui concerne essentiellement le traitement des timelines (étude des bruits et effets systématiques, calibration en flux...) et dont l'objectif principal est la reconstruction des cartes calibrées par bandes de fréquences, et de fournir un catalogue de sources ponctuelles (ERSC pour Early Release Source Catalogue).
- Le niveau 3 ou L3 qui a pour but la reconstruction des cartes (ou des données en temps sommées sur les cercles) nettoyées des effets d'avant plans pour chaque processus physique : CMB, physique galactique, SZ... C'est également à ce niveau là que seront calculés les C_ℓ .
- Le niveau 4 ou L4 prépare la mise à disposition de la communauté scientifique des données au terme de la période propriétaire.

Revenons sur le niveau 2 et la façon dont s'organise le traitement des timelines. La figure 8.1 propose un schéma itératif pour l'extraction des cartes par bande de fréquence jusqu'à ce qu'il y ait convergence du modèle de bruit et d'effets systématiques.

Pour revenir sur quelques étapes du traitement des données, on peut noter :

- * Le “déglicheur” (Détection des cosmiques) qui doit ne retirer que les “vrais” glitches, à savoir ne pas retirer les sources ponctuelles. Pour ce faire nous avons besoin des données de pointage comme le montre le schéma puisqu'une source ponctuelle sera détectée au même endroit sur le ciel pendant plusieurs cercles consécutifs.
- * Le “nettoyage” des timelines qui revient, par exemple, à étiqueter les zones où le bruit n'est pas stationnaire, identifier et corriger les signaux des variations des différents étages de température, etc... En même temps nous combinons les données prises sur un même cercle.
- * Les méthodes de calibration en flux (sources ponctuelles et sources étendues) s'appuyant sur des données externes (FIRAS, SPIRE ou encore catalogue de sources). Un sous-produit direct de cette étude est un catalogue de sources ponctuelles qui est un objectif contractuel de L2.
- * La reconstruction des lobes principaux qui se fait à partir de cartes locales autour des sources ponctuelles détectées à l'étape précédente.
- * Et enfin l'extraction des cartes par bande de fréquence, que ce soit par une simple méthode de destriage ou via des méthodes itératives complexes. Cette étape permet également de vérifier/ comprendre/ affiner le modèle des lobes lointains et plus généralement les modélisations d'effets systématiques (par exemple le bruit en $1/f$).

Toutes ces étapes du traitement sont reliées à la colonne de gauche du schéma 8.1 qui constitue le modèle de l'instrument et qui constitue un genre de base de données relative aux paramètres de fonctionnement de l'instrument et que nous décrivons en détails dans la section suivante.

8.2 L'IMO ou modèle de l'instrument

8.2.1 Cahier des charges

Quand nous avons initié le travail sur l'IMO en 2003 [64], le cahier des charges que nous nous étions fixé était de paramétrer les diverses composantes du bruit ainsi que la fonction de transfert complète de l'instrument. Certains des paramètres seront déterminés avant le vol, provenant de modèles et/ou de l'étalonnage au sol de l'instrument, d'autres le seront au cours de la mission, suite à une analyse détaillée des données.

La majeure partie des paramètres de l'IMO seront mis à jour régulièrement tout au long du traitement des données dans L2 : il nous faut donc pouvoir reconstruire à n'importe quel moment l'IMO via une gestion “à la CVS”. De plus pour chaque paramètre il nous faut connaître la version correspondante du logiciel L2 qui l'a calculé, ainsi que les données qui ont été utilisées pour ce faire. Ainsi nous pourrions si nécessaire reconstruire tout l'IMO à partir des données brutes.

Sachant de plus qu'un paramètre n'est rien s'il n'est pas accompagné de la fonction que lui permet d'être utilisé, nous cherchons à stocker en même temps que le paramètre le nom de la fonction du code L2 lui correspondant. Un exemple simple est celui de la description des lobes à une gaussienne symétrique : il ne doit y avoir qu'une et une seule fonction permettant de calculer le flux en tous points.

8.2.2 Caractéristiques de l'instrument et paramétrisation correspondante

Au premier ordre, le signal mesuré peut être décrit comme le signal du ciel modifié par le gain, convolué par un filtre dont les paramètres sont à déterminer et sur lequel vient s'ajouter du bruit et d'éventuels effets systématiques. Le principe de l'IMO est de proposer, pour chacune de ces composantes, une ou plusieurs modélisation(s) de la plus simple à la plus évoluée. Ceci doit permettre de satisfaire à la fois l'itération 0 du dataflow décrit à la section précédente jusqu'à l'itération finale du traitement des

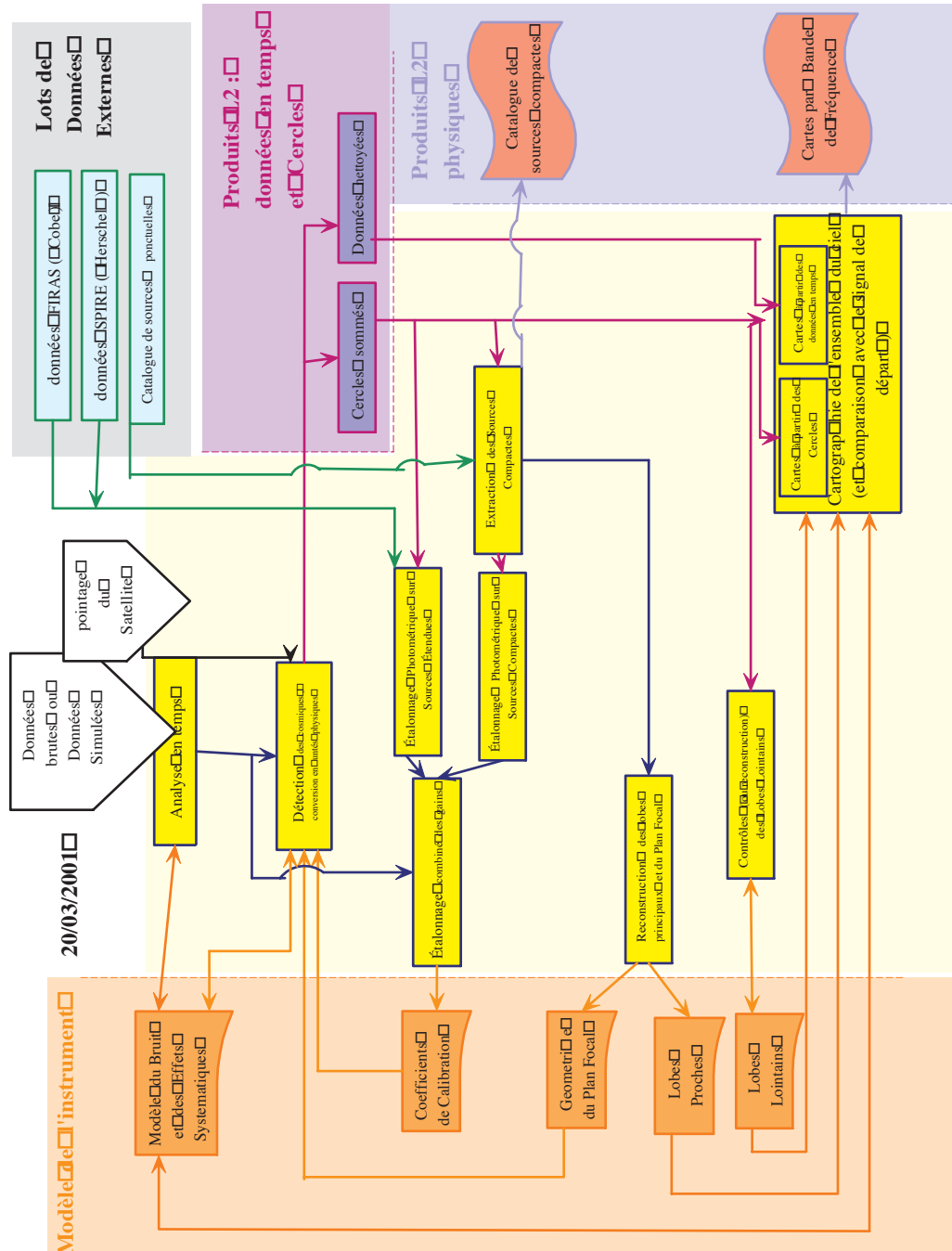


Figure 8.1 : Organisation du traitement des données au niveau 2 de Planck-HFI.

données. Nous ne considérerons dans la suite que les paramètres touchant Planck-HFI bien que l'IMO doive à terme incorporer également des paramètres liée à LFI et au module de service.

La chaîne de détection

Nous avons choisi de traiter de la même manière les canaux polarisés et non polarisés. Nous énumérons ci-dessous quelques un des ingrédients nécessaires à la description de l'instrument et à sa fonction de transfert.

Propriétés de polarisation

Dans le cas des bolomètres polarisés, nous mémorisons dans l'IMO les paramètres décrivant son état tels que :

- Est-ce que la chaîne considérée est ou non polarisée ?
- Chaîne de détection “soeur” lui correspondant si c'est un bolomètre polarisé
- Orientation des polariseurs
- Taux de fuite

Les deux premiers paramètres relèvent plus de la description du système et les deux derniers sont mesurables au sol.

Réponse spectrale

Il est prévu plusieurs paramétrisations pour décrire la réponse spectrale de chacune des chaînes de détection (simple fonction porte, gaussienne, tableau $[\nu, F(\nu)]$..). Pour chacune de ces descriptions, en plus des paramètres décrivant chaque fonction qu'il faut mémoriser de façon indépendante, il nous faut garder les facteurs de conversion permettant par exemple de passer des K_{RJ} aux MJy/sr , ou encore des K_{RJ} aux K_{CMB} qui dépendent de la forme de la réponse spectrale de la chaîne.

Réponse radiative

Il s'agit de la réponse de chaque chaîne de détection à une puissance de radiation incidente. Nous pouvons décomposer cette réponse en deux : l'effet de l'étalement à 100mK qui induit des variations globales de la réponse due au refroidissement, et l'effet de la puissance radiative ambiante incluant cette fois les effets non-linéaires.

On peut distinguer quatre méthodes utilisées pour la calibration de la réponse radiative. La première se fera durant la phase d'étalonnage au sol et sera complétée d'une extrapolation aux conditions en vol, et les trois autres sortiront directement du traitement des données au niveau L2 :

- la calibration sur le dipôle,
- la calibration galactique
- et la calibration source ponctuelle.

Nous prévoyons également dans l'IMO une place pour une calibration “Best Guess” qui correspondra soit au facteur de calibration que nous pensons être le plus précis, soit une combinaison des facteurs précédents une fois qu'ils seront tous compris en détails. Les facteurs stockés dans l'IMO ont comme unité les K_{RJ}/V . Dans un premier temps les facteurs de calibration sont paramétrés par une seule valeur, alors qu'à terme il faudra sûrement prévoir une description complète à partir de deux TOI pour chaque chaîne de détection : l'une correspondant à la valeur du coefficient et l'autre à l'erreur associée pour chaque échantillon du vol. On prévoit également pour chaque chaîne de détection polarisée un facteur d'intercalibration relative à la chaîne de détection “sœur”.

Lobes

Puisque nous utilisons la même description pour les PSB et les SWB, nous décrivons les lobes pour les trois composantes I, Q, et U. Pour chacune d'entre elles, nous prévoyons plusieurs descriptions : à une gaussienne, à N gaussiennes, puis plus évolué des cartes de lobes principaux et lointains.

Des données techniques, telle que sa position sur le ciel ou encore des paramètres liés à la description du modèle optique des cornets et du télescope, sont associées à cette catégorie d'informations.

Modèle de bolomètre

Les paramètres que nous avons utilisés dans le tableau 6.13 proviennent de l'IMO. La conductivité thermique à 100mK ou encore le coefficient β (...) sont également stockés dans le modèle de bolomètre pour chaque détecteur comme le montre la figure 8.2.

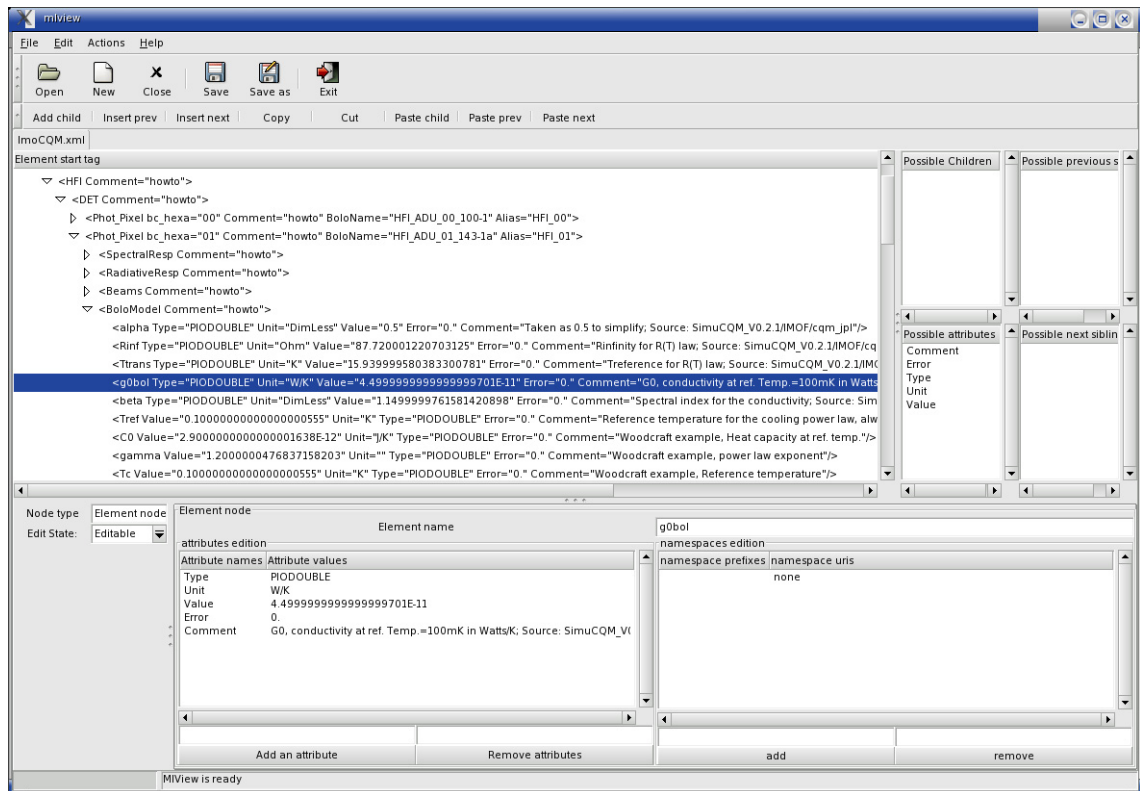


Figure 8.2 : Visualisation du fichier xml dans lequel l'IMO est stocké : nous donnons l'exemple de la conductivité thermique du bolomètre 143-1a qui fait partie des paramètres du modèle de bolomètre.

Bruits et Systématiques

Il est prévu de décrire le bruit en utilisant deux modèles :

- soit par la superposition d’un bruit blanc et d’un bruit en $1/f^\alpha$ avec une fréquence de coupure donnée entre les deux régimes,
- soit directement via un spectre de Fourier.

Dans cette rubrique, nous trouvons également la description de la réponse en temps de la chaîne de détection. Nous y mémorisons la constante de temps, ainsi que des données techniques comme la valeur du temps d’intégration pour chaque échantillon.

En ce qui concerne les effets systématiques : nous avons prévu de décrire, au premier ordre, les fluctuations de température des étages cryogéniques (hors 100mK) par un coefficient de corrélation avec chaque température des étages supérieurs. De même l’effet des glitches est mémorisé sous la forme d’un taux et d’une distribution d’énergie.

Associées à toutes ces données nous trouvons des paramètres de l’instrument tels que la NEP, ou encore la fréquence d’échantillonnage.

Conclusion

L’IMO sert aujourd’hui de “mini base de données” permettant de garder une trace de tous les paramètres utiles non seulement à l’analyse des données (ce qui a été le cas lors de l’étalonnage du modèle de qualification de HFI) mais aussi pour simuler des timelines de données pour préparer les analyses.

8.2.3 CALIMERO ou modèle de l’instrument de la calibration

Dans le même ordre d’idées nous avons mis en place une structure similaire pour stocker les paramètres des différentes sources installées dans la cuve Saturne pour l’étalonnage de HFI. Le fichier xml correspondant sert de base de données pour le programme de simulation de la calibration comme le montre la figure 8.3. Il garde trace notamment des paramètres de la loi d’émissivité de CS2, ou encore le coefficient de réflexion de la sphère intégratrice.

Dans le cas de Calimero nous stockons également la structure des données des différentes sources, ou thermomètre de calibration.

8.3 Effets systématiques

Il existe également dans Planck des groupes de travail orthogonaux aux niveaux *Li* décrits dans la première section de ce chapitre et qui sont communs à LFI et HFI. Certains d’entre eux étudient les effets systématiques : les SEWG pour Systematic Effect Working Group.

La définition dans Planck de ce qu’est un effet systématique est la suivante : déviation par rapport au signal qui serait produit par un instrument idéal avec des lobes gaussiens, un pointage parfait et un bruit blanc gaussien (JM Lamarre et M. Bersanelli 2001). Ceci signifie que l’on y inclut tous les bruits comme les erreurs de calibration, tout signal parasite généré par le fonctionnement de l’instrument (...) mais pas les erreurs résultant d’un traitement des données inadéquates, pas plus qu’une contamination résiduelle des avant-plans par exemple. L’architecture de ces groupes de travail est donné dans la figure 8.4.

Revenons un peu plus en détails sur le travail du groupe sur les effets intrinsèques à l’instrument. Son but est d’étudier tous les effets systématiques pouvant introduire du bruit sur la chaîne de mesure avec, comme principe, de vérifier que les estimations numériques (provenant de simulations ou de mesures lors des campagnes d’étalonnages) des différentes contributions au bruit total de l’instrument restent inférieures à β fois le bruit fondamental des détecteurs, β étant égal à 0.3 pour chaque composante, à savoir :

- le bruit des préamplificateurs,
- les interférences électromagnétiques avec les autres sous-systèmes,
- la microphonie,

Calibration facility simulator

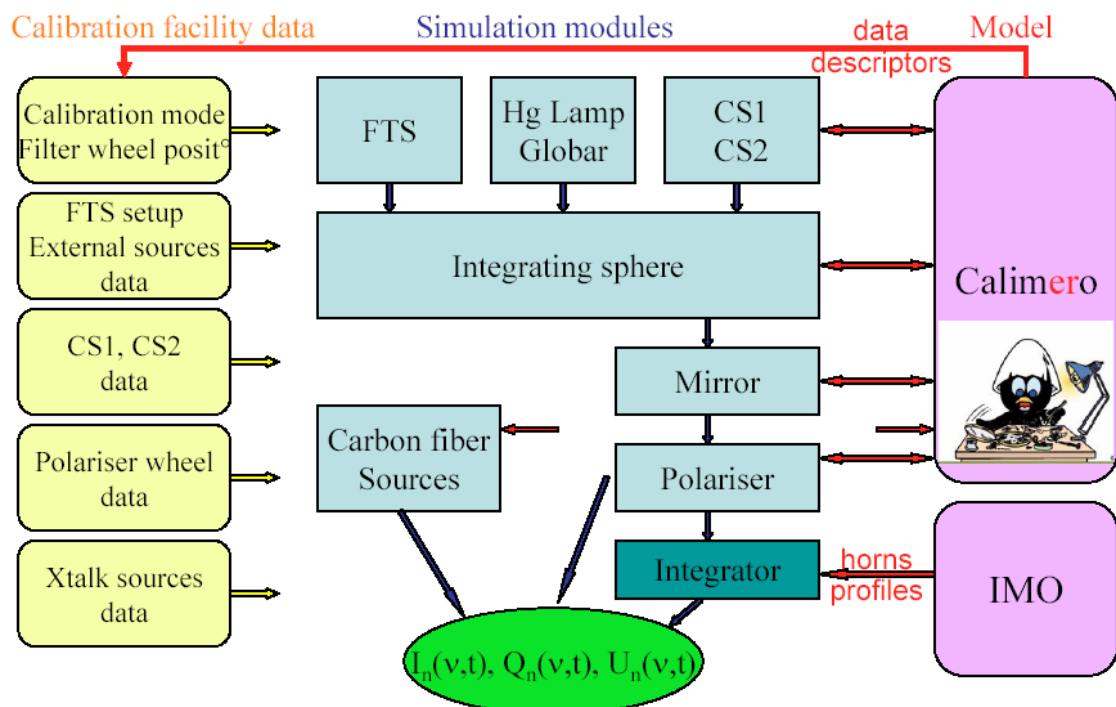


Figure 8.3 : Schéma montrant l'organisation du programme de simulation de la calibration Cassis, avec notamment comme entrée du programme le modèle de l'instrument de la calibration (Calimero)

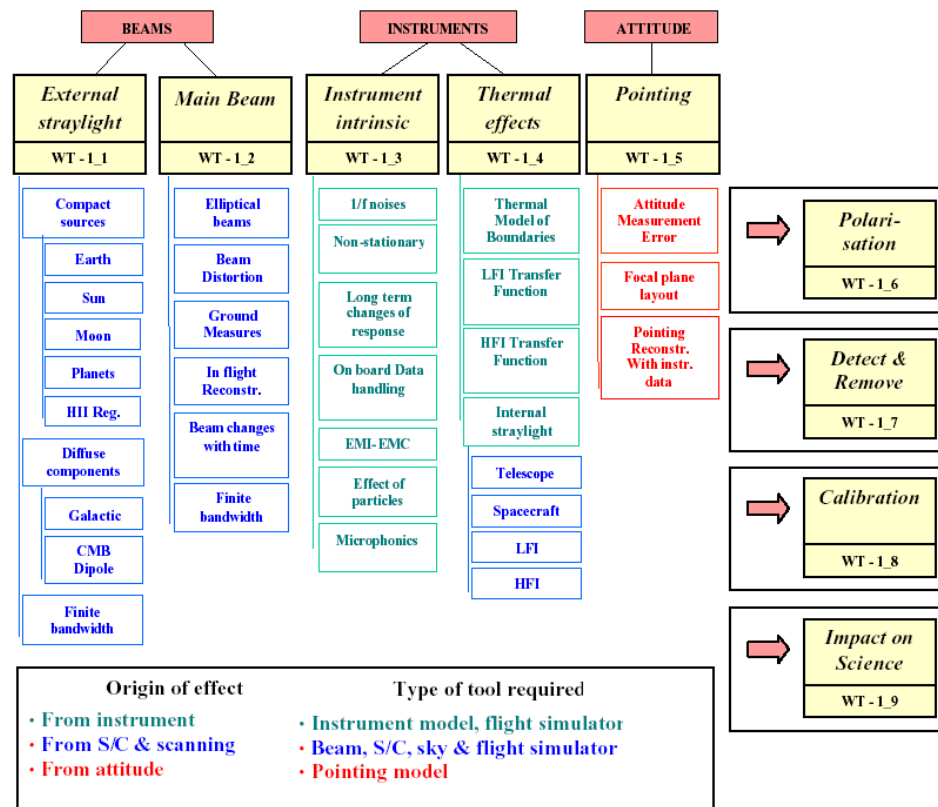


Figure 8.4 : Organisation des groupes de travail sur les effets systématiques dans Planck-HFI

- les effets des particules,
- et le bruit éventuel lié à l'algorithme de décompression.

Les sources potentielles de bruit intrinsèques à l'instrument sont décrites ci-dessous :

- * Le bruit en $1/f$: dans le cadre de ce groupe de travail, on se réfère uniquement au bruit lié à l'électronique de lecture, le bruit des JFET, ou celui du bolomètre (mais nullement lié aux effets thermiques qui sont traités dans le groupe 1-4). Ce type de bruit introduit des stries sur les cartes, effets qui sont soustraits par les algorithmes de map-making.
- * La non stationarité : Les sources de non-stationarité du bruit sur HFI sont potentiellement de plusieurs types : le ré-ajustement de l'axe de spin, le contrôle actif des dérives de température, des non-linéarités dans la réponse des bolomètres, des perturbations lors de la transmission des données. Une partie de ces effets peut être étudiée en décorrélant le signal physique avec celui des thermomètres, ou en effectuant des analyses temps-fréquence.
- * Dérives à long terme : il se peut que l'électronique, la cryogénie, la réponse des détecteurs soit affectée de dérives sur le long terme. De même les miroirs, le satellite, les cellules solaires pourraient être dégradés. Cela sera étudié en vol en étudiant l'évolution de la réponse des bolomètres et des thermomètres.
- * Manipulation des données à bord : Le fait de compresser puis décompresser les données, d'effectuer une soustraction de ligne de base et toutes les opérations sur les données brutes en général peuvent introduire une constante de temps supplémentaire ou une corrélation des données en temps par exemple.
- * microphonie et EMI-EMC (ElectroMagnetic Interference and ElectroMagnetic Compatibility) Les sources potentielles de ce genre de bruit proviennent des convertisseurs AC/DC, des alimentations du satellite, de la transmission au sol, de la compatibilité LFI-HFI, du frigo 4K, et plus généralement peuvent être produites par tout type de vibrations à bord. Dans les données ce bruit est structuré et est corrélé d'une voie à l'autre.
- * Effet des cosmiques Ces particules peuvent interagir avec le détecteur et leur environnement, dans ce cas deux types majeurs de particules interviennent : celles provenant du soleil (comme des protons dont le flux est aléatoire ou encore d'ions lourds), ou des rayons cosmiques provenant de la galaxie (qui se traduit par un flux continu de particules de haute énergie). Dans ces cas là, mis à part le risque pour le matériel d'être endommagé, nous observons des glitches dans les données.
- * Diaphonie électrique et optique : la diaphonie peut apparaître au niveau de l'électronique entre les voies d'un même instrument, de l'optique, et entre les voies de HFI et celles de LFI. Ce type de systématiques induisent des corrélations entre plusieurs voies de mesure.

Le but de ce groupe de travail est de travailler en commun avec les niveaux L1, et L2 et avec la simulation le LevelS.

8.4 Conclusion

Ce chapitre résume brièvement le travail initié en 2002 sur le modèle de l'instrument issu de nombreuses discussions au sein du groupe de réflexions Dataflow créé en 2001 et ayant abouti à la définition du schéma de l'organisation du traitement itératif des données de Planck-HFI du niveau 2.

Nous avons également détaillé la définition du modèle de l'instrument largement utilisé depuis dans le cadre de l'étalonnage du modèle de qualification.

Nous y avons détaillé les différents thèmes abordés par le groupe de travail sur les effets systématiques intrinsèques à l'instrument. L'idée était de montrer ce qui a été défini en 2003 lors de la création de ces groupes transversaux.

Bien que cette vision ne donne pas la version la plus à jour de chacun de ces sujets, elle reflète les travaux effectués entre 2001 et 2004 et qui ont largement servi de base depuis dans le cadre de L2 et des SEWG.

Chapitre 9

Lobes, constantes de temps et calibration en flux

La connaissance des lobes (réponse spatiale des détecteurs) est nécessaire à la reconstruction du spectre de puissance en particulier à haut ℓ . Une mauvaise connaissance de cette réponse induit en effet une erreur systématique si nous cherchons à caractériser les anisotropies de température à petite échelle angulaire (cet effet est décrit dans le chapitre 10.1.2).

Les lobes dépendent principalement de deux éléments : le télescope, et la forme et l'ouverture des cornets (à 10K pour Archeops, et à 4K pour Planck). Leur mesure est par ailleurs affectée par la constante de temps du bolomètre.

Ce chapitre montre comment nous les avons caractérisés dans Archeops : en pointant au sol une source de calibration et en vol en utilisant les données sur Jupiter.

L'analyse des lobes principaux décrite dans ce chapitre présente plusieurs facettes :

- * Tout d'abord en reconstruisant les cartes de Jupiter, nous vérifions que le pointage a été correctement reconstruit pour la période en temps correspondant à la détection de cette planète.
- * Cette analyse nous permet de reconstruire les positions des centres des cornets dans le plan focal vues sur le ciel. Cette connaissance est indispensable pour passer du pointage reconstruit pour une diode du senseur stellaire à celui correspondant à chaque bolomètre.
- * L'étude plus précise des lobes nous permet d'extraire des paramètres de l'instrument, tels que les temps de réponse des détecteurs.
- * Enfin nous pouvons utiliser les cartes produites pour estimer la calibration du flux dans chacune des voies bolométriques.

Les données étudiées dans ce chapitre correspondent au vol Archeops du 29 janvier 2001 (KS1) et des campagnes de calibration préalables.

Nous commençons par l'analyse des lobes menée à partir des données de calibration au sol. Nous passons ensuite aux données en vol où l'analyse est présentée en deux étapes : dans un premier temps nous n'utilisons que les données brutes du senseur stellaire pour reconstruire les cartes de Jupiter, puis nous prenons en considération le pointage complet en coordonnées sur le ciel. Nous passons ensuite à la calibration en flux des détecteurs, puis à l'extraction des paramètres de l'instrument tels que les constantes de temps. Nous complétons cette analyse des lobes principaux par une estimation des lobes lointains.

Ce travail a été mené en collaboration avec J.C. Hamilton, et, pour ce qui est de l'étude des constantes de temps, avec M. Piat.

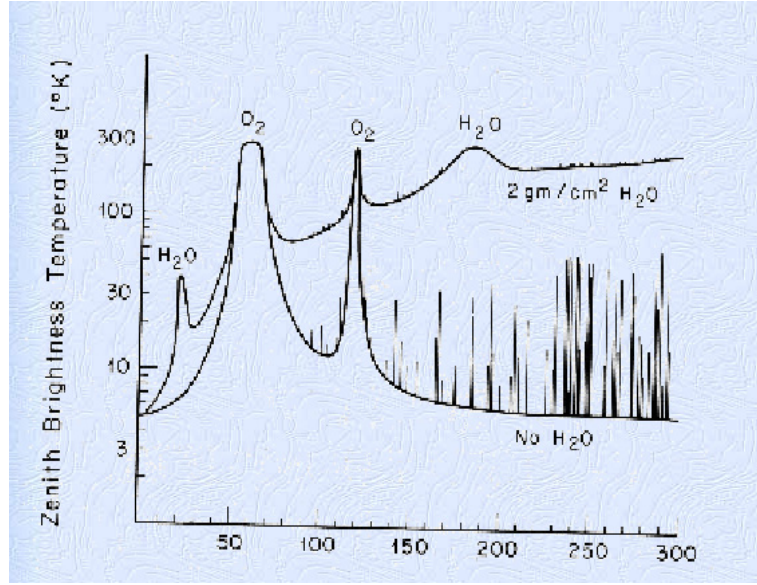


Figure 9.1 : Absorption de l'atmosphère avec et sans vapeur d'eau, exprimée comme une température de brillance dans la gamme des micro-ondes (la fréquence est donnée en GHz)[67].

9.1 Caractérisation des lobes au sol

Afin de mesurer les lobes d'Archeops au sol, nous installons la nacelle sur une table de pointage construite à l'ISN/LPSC et nous visons une source "thermique" provenant du même laboratoire [65]. Dans les sections qui suivent nous expliquons le principe de la mesure et montrons les résultats correspondants aux calibrations au sol à Kiruna en 2000.

9.1.1 Principe de la mesure

La "table" ou plate-forme de pointage a été présentée dans la section 2.1 par la figure 2.2. Elle est équipée d'amortisseurs afin d'éviter que les vibrations mécaniques ne soient transmises à l'instrument ce qui entraînerait une augmentation du bruit sur les bolomètres, voire un échauffement du cryostat. Deux types de mouvements sont possibles, l'un en azimuth et l'autre en élévation, nous permettant de construire des cartes autour d'un point visé.

La source que nous visons est une source millimétrique couvrant environ 1 m^2 . Elle est modulée à 8 Hz et son spectre est celui d'un corps noir refroidi à 50K. La modulation permet de faire une détection synchrone du signal et de s'affranchir ainsi de nombreux bruits de fond. Le schéma de principe de cette source est indiqué sur la figure 9.2.

Lors d'une séance de pointage, nous ne considérons essentiellement que les trois premières bandes de fréquence d'Archeops : en effet l'absorption par l'atmosphère du signal provenant de la source thermique, déjà présente à 353GHz, est trop grande à 545GHz. Il a été montré qu'à 353GHz, les fluctuations de l'absorption du rayonnement émis par l'atmosphère induisent un signal sur les bolomètres de l'ordre de grandeur du bruit à cette fréquence. De plus il faut prendre en compte le degré d'humidité dans l'air qui augmente encore l'absorption de l'atmosphère [66], comme le montre la figure 9.1. Une mesure fine des lobes au sol pour les bandes à 353GHz et 545 GHz nécessiterait donc non seulement un très grand temps d'observation mais aussi un temps très sec.

L'utilisation de la source thermique est précédée de l'utilisation d'une diode Gunn que nous plaçons au même endroit que la source et qui émet un signal beaucoup plus fort : ceci nous permet de centrer approximativement la table dans la direction de pointage. Nous utilisons également un laser pour mesurer

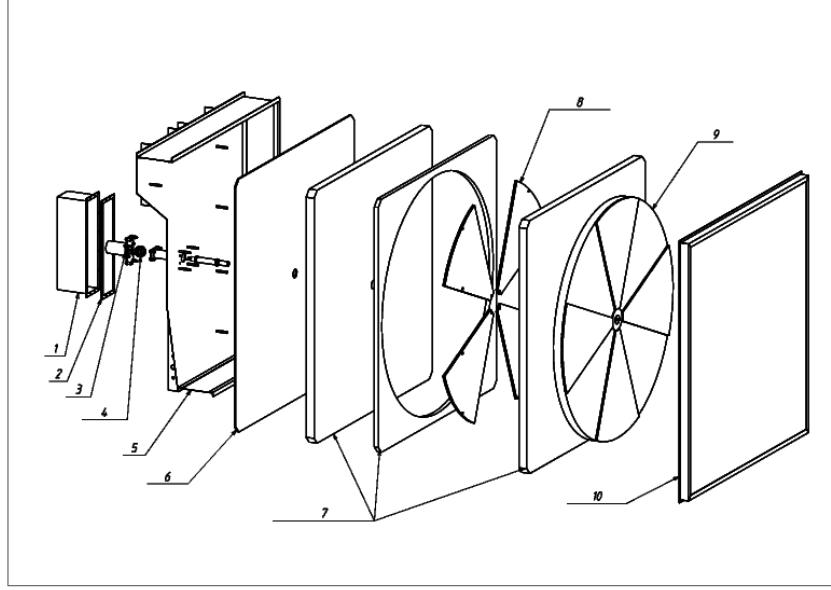


Figure 9.2 : Vue éclatée de la source Thermique construite à l'ISN/LPSC : nous remarquons principalement le chopper en (9) et en (8) les secteurs chauffants .

l'alignement du senseur stellaire avec le télescope.

La grande différence concernant la configuration de l'instrument par rapport aux mesures en vol des lobes provient de l'utilisation au sol d'une fenêtre en polyéthylène de 15 mm d'épaisseur environ. Cette fenêtre se fixe au sol sur la vanne d'entrée du cryostat. Elle permet de protéger la fenêtre en polypropylène de quelques μm d'épaisseur qui, elle, est utilisée en vol. Cette épaisseur de quelques μm est en effet définie de façon à supporter une différence de pression de l'ordre de 30 mbars entre l'intérieur du cryostat et l'extérieur, ce dont nous avons besoin en configuration de vol (l'ouverture de la vanne d'entrée ne se fait que lorsque cette différence de pression est atteinte).

9.1.2 Résultats

L'analyse des données est ensuite très simple, nous déplaçons l'instrument en azimuth/élévation via la table de pointage puis nous effectuons une détection synchrone du signal au vol.

Nous obtenons ainsi pour chaque cornet une "mini" carte du lobe en azimuth/élévation. La figure 9.3 montre la carte complète reconstituée à partir des 16 "mini" cartes correspondant aux 16 bolomètres (correspondant à la disposition de la figure 4.1). Les bolomètres à 353GHz ont un rapport signal sur bruit plus faible que les plus basses fréquences à cause de l'absorption de l'atmosphère dans cette bande. De plus le bolomètre 143B03 est trop bruyant pour que nous puissions extraire un signal.

Nous remarquons que, pour certaines voies, le lobe semble être composé de deux maxima notamment sur la seconde et la troisième ligne (nous comptons du haut vers le bas) correspondant, pour la seconde ligne : aux bolomètres 217K06 (second), 217K04 (troisième), 217K03 (dernier), et pour la troisième : aux bolomètres 143K03 et 217T06. Trois de ces bolomètres sont des cornets multimodes. Nous reviendrons sur ce point avec l'analyse des données en vol.

A chaque lobe nous pouvons associer une gaussienne à 2 dimensions, décrite par sept paramètres (A_0 , A_1 , x_0 , y_0 , a , b , θ) :

$$F(x, y) = A_0 + A_1 \exp^{-U/2} \quad (9.1)$$

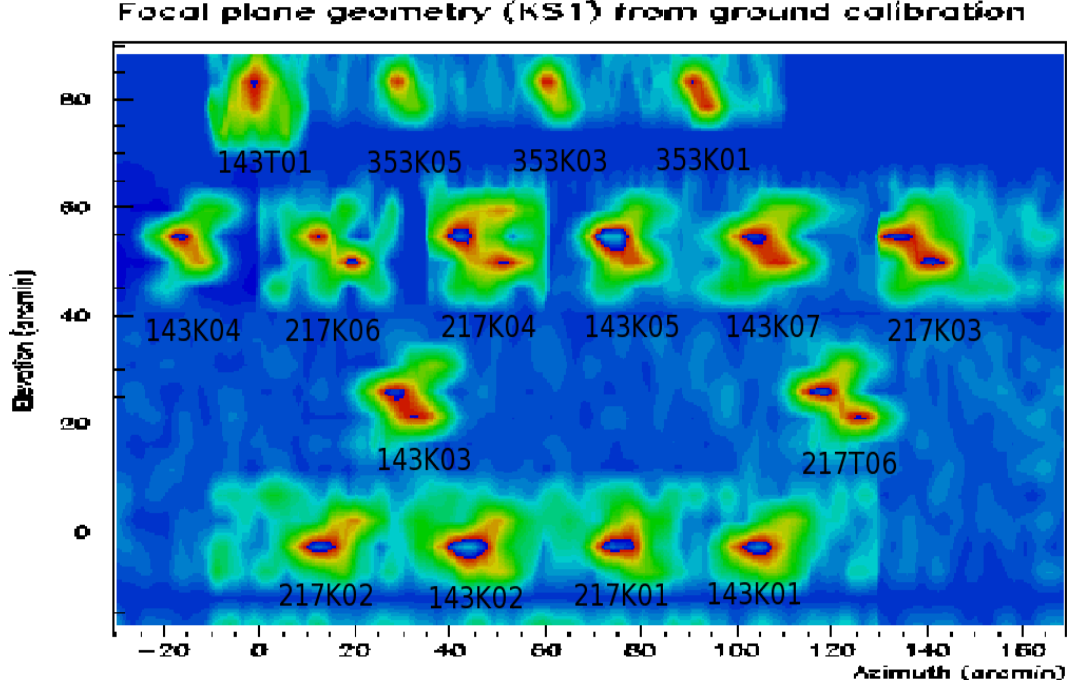


Figure 9.3 : Reconstruction du plan focal d'Archeops à partir des données de calibration au sol.

avec :

$$U = \left(\frac{(x - x_0) \cos \theta - (y - y_0) \sin \theta}{a} \right)^2 + \left(\frac{(x - x_0) \sin \theta + (y - y_0) \cos \theta}{b} \right)^2 \quad (9.2)$$

Les valeurs correspondants aux données au sol sont montrées entre parenthèses dans le tableau 9.8. Nous commenterons plus en détails ces résultats en les comparant à ceux obtenus en vol (cf. section 9.3).

9.1.3 Commentaires

Cette analyse ne nous permet d'avoir accès qu'à une première estimation des lobes, avec comme limitations : l'utilisation de la fenêtre en polyéthylène qui peut faire varier légèrement la forme des lobes, et l'absorption par l'atmosphère qui réduit le rapport signal sur bruit à haute fréquence. Néanmoins, ce type de mesure permet de montrer que l'alignement des éléments dans le cryostat est satisfaisant au premier ordre et que les bolomètres sont correctement réglés. Voyons désormais comment nous procédons en vol et comment les résultats obtenus dans les différentes analyses se comparent.

9.2 Caractérisation des lobes en vol sans reconstruction du pointage

La reconstruction du pointage est un travail minutieux qui a été rendu plus difficile encore pour le vol KS1 par les balancements de la nacelle liés aux forts vents dans la stratosphère. De ce fait l'analyse des lobes s'est faite en deux étapes : dans un premier temps nous avons utilisé les données brutes du sensor stellaire (cette section) tant que la reconstruction du pointage était en cours et dans un second temps (section suivante) nous avons utilisé les coordonnées de pointage sur le ciel. Dans les deux cas,

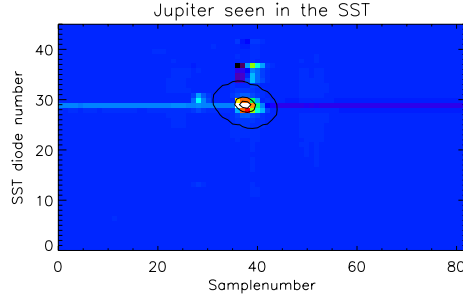


Figure 9.4 : Image de Jupiter dans le senseur stellaire pour un seul tour : en ordonnées nous représentons le numéro de diodes et en abscisse le numéro d'échantillon, en Z nous montrons le signal mesuré. Un ajustement de cette image nous permet de déterminer la position de Jupiter en numéro d'échantillon (X_{SST}) et l'élévation en numéro de diode correspondant (Y_{SST}).

nous reconstruisons les lobes à partir des données de Jupiter dans les bolomètres¹.

9.2.1 Sélection du signal

Nous supposons dans l'analyse que la vitesse de rotation de la nacelle est constante durant le vol et que nous faisons un tour en de 4400 échantillons. Ceci nous permet d'attribuer un numéro de tour à chaque échantillon.

Signal du Senseur Stellaire (SST)

Nous commençons par soustraire une ligne de base au signal en temps provenant du senseur stellaire (SST) à partir duquel nous pouvons reconstruire l'image de Jupiter dans la matrice de diodes comme le montre la figure 9.4 : ici Jupiter est vu par 3 diodes sur environ 6 échantillons consécutifs.

Nous cherchons à déterminer deux paramètres à partir de l'analyse des données du SST :

- * les numéros d'échantillons pour lesquels le SST croise Jupiter (X_{SST}) : cela permet d'obtenir un point de référence quant à la position relative des bolomètres et des diodes du SST.
- * l'élévation de Jupiter pour les croisements correspondants (dans un premier temps en numéro de diode (Y_{SST}) puis en minutes d'arc).

Ces paramètres sont obtenus en ajustant sur les images précédemment obtenues une gaussienne à 2 dimensions. Cet ajustement est illustré par les ellipses sur la figure 9.4. Afin de ne sélectionner que les tours pour lesquels nous avons détecté Jupiter (et non pas un glitch par exemple), nous retirons tous les tours pour lesquels la valeur ajustée de X_{SST} est à plus de quatre sigmas de la valeur moyenne.

Reconstruction de l'azimuth et de l'élévation

Afin de reconstruire l'azimuth et l'élévation, nous utilisons le fait que la valeur moyenne de la vitesse de rotation est de 4400 échantillons par tour, ce qui représente un angle sur le ciel par échantillon de :

$$\theta_{cov} = 360 \times 60 \times \cos(42^\circ) / 4400 = 3.64 \text{ arcmin} \quad (9.3)$$

¹Lors de ce vol on a croisé Jupiter deux fois (cf. figure 2.4) : dans la suite on utilisera le terme "montée" pour le premier croisement et "descente" pour le second. La montée de Jupiter a eu lieu entre SN=104389949 et 104878469 et la descente entre SN=105328388 et 105813611 pour le vol KS1. Lors du vol KS1 considéré ici, Jupiter avait comme coordonnées sur le ciel : $\alpha = 3.95$ heures and $\delta = 19.73$ degrés.

42° est l'élévation moyenne de la barrette de diode. La prise en compte de la vitesse de rotation extraite de la mesure de la période du pivot ou du senseur stellaire² s'est révélée infructueuse : l'imprécision sur la mesure de la vitesse instantanée dégradant nos résultats.

Pour reconstruire l'élévation, nous utilisons la formule suivante [68] ajustée sur les données de Jupiter dans le SST :

$$\text{Elevation (arcmin)} = 60 \times (0.0316n_d) \quad (9.4)$$

où n_d est le numéro de diode.

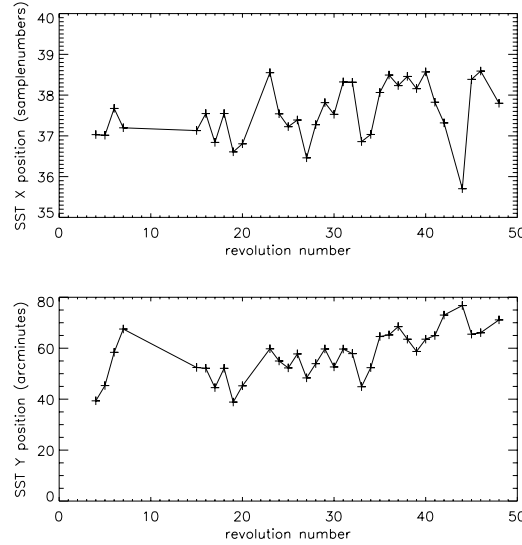


Figure 9.5 : Illustration des pendulations de Jupiter dans le SST : Figure du haut : valeur ajustée de X_{SST} (en numéro d'échantillon) en fonction du numéro de tour. Figure du bas : Y_{SST} (en minutes d'arc) en fonction du numéro de tour.

Pour illustrer l'effet des pendulations de la nacelle, nous représentons sur la figure 9.5 la valeur moyenne des coordonnées de Jupiter dans le senseur stellaire, X_{SST} et Y_{SST} , obtenues pour chaque tour retenu. La dispersion sur X_{SST} est de deux à trois numéros d'échantillon, alors que la dispersion sur Y_{SST} est de l'ordre de 40 minutes d'arc.

Signal des bolomètres

Nous reconstruisons ensuite pour chaque bolomètre sa position relative par rapport à une diode donnée de la barrette de diodes en numéro d'échantillon (X) et en numéro de diode (Y).

Pour chacun des tours retenus à l'étape précédente, nous ajustons la position en numéro d'échantillon de Jupiter dans les bolomètres et nous obtenons la différence entre leur position et celle de la diode 25 de la barrette : nous devons alors supposer que la barrette de diode est verticale et que la direction de rotation de la nacelle est perpendiculaire à cet axe. Un exemple d'un tel ajustement est montré sur la figure 9.6 pour le bolomètre 217K06 pour un tour : l'asymétrie du profil est dû au temps de réponse du bolomètre (sur la partie droite du spectre cf. section 9.5).

²Nous n'avons pas non plus pu utiliser les données du magnéto-mètre à cause d'un effet de diaphonie observé entre son signal et celui du pivot.

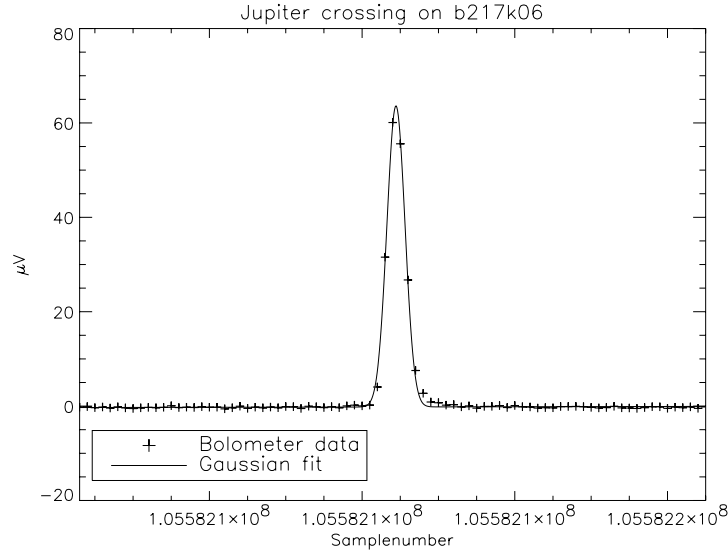


Figure 9.6 : Signal de Jupiter dans le bolomètre 217K06 (en μV) en fonction du numéro d'échantillon pour un tour : un ajustement gaussien (en trait plein) est superposé.

9.2.2 Résultats et Commentaires

Nous obtenons à la fin de cette procédure, pour chaque bolomètre, sa position en azimuth et élévation relative à la barrette de diodes. Nous pouvons donc construire des cartes de Jupiter.

Du fait des mouvements de la nacelle au début du vol nous avons moins de tours utilisables pour la montée que pour la descente de Jupiter : nous avons donc combiné les deux jeux de données pour toutes les voies sauf pour les bolomètres à 143GHz pour lesquels les données à la montée ne sont pas exploitables parce que des changements de gains des bolomètres ont été effectués à ce moment là.

Reconstruction du Plan Focal

La figure 9.7 représente l'image du plan focal ainsi obtenue³. Pour une raison d'esthétisme, celle-ci a été lissée par interpolation linéaire. Nous voyons que nous sommes limités pour reconstruire les lobes en élévation par la taille de la barrette de diodes. Néanmoins les résultats sont prometteurs et les FWHM des lobes sont proches de celles mesurées au sol (cf. section suivante et figure 9.7 pour une comparaison plus détaillée).

Les valeurs ajustées des positions, des FWHMs, de l'angle de rotation et l'amplitude des lobes sont résumés dans la table 9.8. Les valeurs entre parenthèses correspondent aux mesures au sol (cf. section 9.1). Compte tenu de la limitation de cette analyse liée à la taille de la barrette de diodes, nous ne donnons les résultats que pour les deux lignes du centre du plan focal (cf. table 9.8). Pour les bolomètres correspondant, la précision sur la mesure des lobes est limitée par l'échantillonnage en élévation (dû aux mouvements de la nacelle), et nous n'obtiendrons probablement pas de meilleurs résultats, même avec un pointage complet. Par contre, pour les autres bolomètres, la taille de la barrette de diode ne sera plus une limitation.

Positions des bolomètres dans le plan focal

Nous nous intéressons maintenant à la position reconstruite des bolomètres dans le plan focal, qui nous permet de vérifier l'alignement de l'optique. La figure 9.9 présente les positions des centres des lobes

³Les amplitudes ont été normalisées à 1.

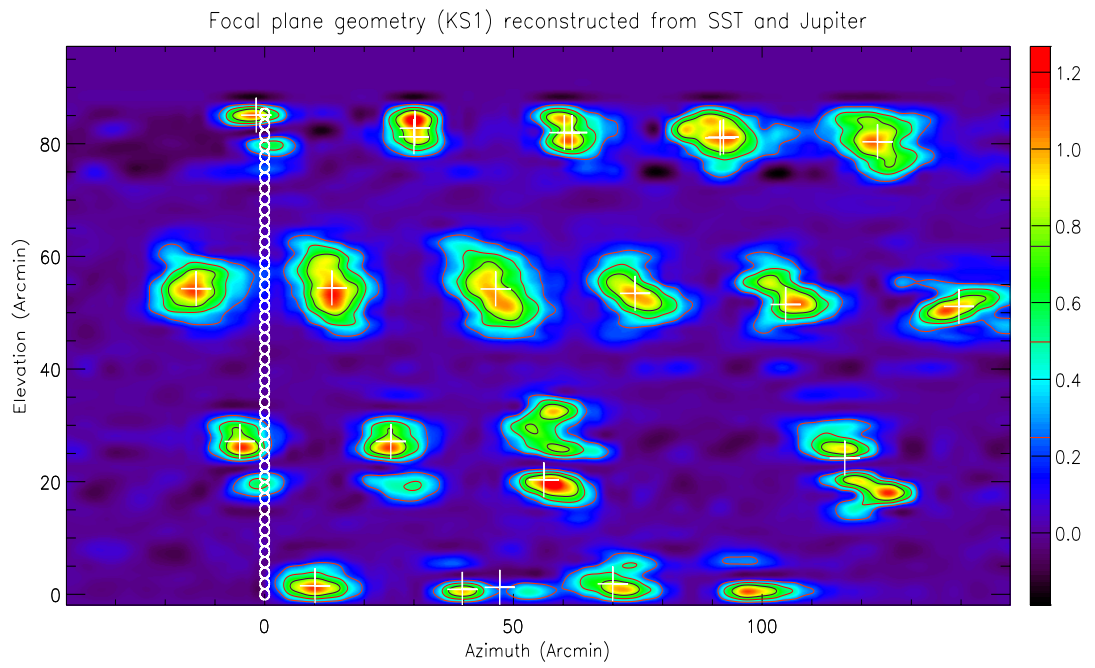


Figure 9.7 : Reconstruction du plan focal en Azimuth et Elévation : les fonctions ajustées sont superposés représentent les courbes à 0.25 , 0.5 et 0.75σ . Les 42 diodes de la barrettes sont représentées par les cercles. Les croix correspondent aux positions ajustées des centres des lobes.

Bolos	$\langle X \rangle$ (arcmin)	$\langle Y \rangle$ (arcmin)	FWHM _x (arcmin)	FWHM _y (arcmin)	FWHM (arcmin)	θ (rad)	Amp μV
143B03	-5.0 (x)	27.1 (x)	9.0 (x)	6.3 (x)	7.8 (x)	-0.2	81.3
143K01	x (x)	x (x)	x (10.5)	x (8.4)	x (9.5)	x	x
143K02	39.7 (44.1)	0.9 (-3.5)	8.6 (10.7)	11.1 (8.9)	6.1 (9.8)	0.00	70.9
143K03	25.3 (30.9)	27.1 (25.2)	10.4 (12.5)	6.1 (8.5)	8.5 (10.7)	0.0	39.2
143K04	-13.8 (-13.5)	54.3 (54.0)	14.3 (11.3)	8.9 (8.7)	12.0 (10.1)	0.1	35.6
143K05	74.5 (76.8)	53.4 (53.6)	14.6 (12.0)	7.7 (8.6)	11.7 (10.4)	-0.4	62.1
143K07	104.7 (106.8)	51.5 (53.5)	10.9 (12.5)	11.3 (9.1)	11.1 (10.9)	-1.3	33.4
143T01	-1.7 (-0.3)	85.1 (81.5)	11.5 (8.1)	11.1 (9.7)	8.2 (8.9)	0.0	55.5
217K01	70.0 (75.8)	1.9 (-0.7)	15.8 (9.2)	5.1 (8.2)	11.8 (8.7)	-0.0	11.4
217K02	10.1 (13.5)	1.5 (-2.9)	12.0 (9.9)	3.2 (8.1)	8.7 (9.1)	-0.0	32.5
217K03	139.6 (138.5)	51.1 (53.1)	16.8 (13.4)	6.3 (8.0)	12.7 (11.0)	0.2	14.1
217K04	46.4 (46.4)	54.2 (54.2)	16.4 (13.3)	10.8 (9.2)	13.9 (11.5)	-0.6	57.3
217K06	13.5 (16.5)	54.4 (52.6)	13.7 (13.2)	10.2 (8.0)	12.1 (11.0)	2.3	65.3
217T06	116.6 (121.4)	24.2 (25.5)	9.8 (13.4)	21.0 (10.6)	16.4 (12.1)	0.8	45.4
353K01	92.2 (93.9)	81.2 (81.4)	13.0 (6.3)	7.5 (7.3)	10.6 (6.8)	-0.3	41.5
353K02	91.6 (93.7)	81.0 (81.5)	12.4 (5.3)	7.8 (6.3)	10.4 (5.8)	-0.1	35.9
353K03	60.3 (62.7)	82.0 (82.1)	9.1 (6.6)	6.7 (7.0)	8.0 (6.8)	-0.5	60.6
353K04	61.8 (62.1)	82.0 (82.8)	11.4 (7.7)	6.9 (8.4)	9.4 (8.1)	-0.2	36.8
353K05	30.0 (31.3)	81.2 (82.4)	9.1 (6.7)	3.9 (7.1)	7.0 (6.9)	-0.0	58.3
353K06	30.2 (30.9)	82.8 (82.4)	9.2 (9.6)	6.1 (8.6)	7.8 (9.1)	-0.1	63.5
545K01	56.1 (x)	20.3 (x)	15.8 (x)	9.5 (x)	13.1 (x)	-0.8	38.3
545K02	123.2 (x)	80.3 (x)	14.9 (x)	8.9 (x)	12.3 (x)	-0.3	45.6

Table 9.8 : Pour chaque bolomètre : résultat de l'ajustement gaussien appliqué au lobe. Les quantités sont toutes en minutes d'arc sauf pour θ qui est donné en radians et l'amplitude en μV . Les valeurs données entre parenthèses correspondent aux mesures au sol (cf. section 9.1). Des "x" remplacent les paramètres pour lesquels il a été impossible de faire la mesure.

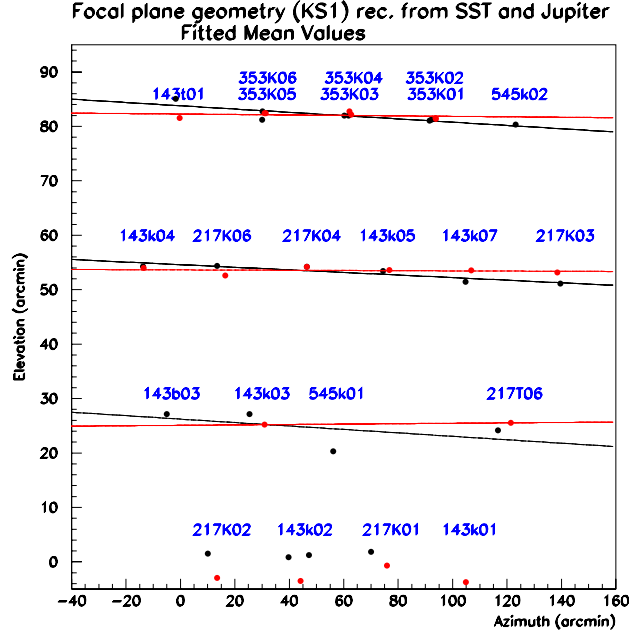


Figure 9.9 : Reconstruction du plan focal à partir des valeurs ajustées des centres des lobes extraites des données en vol (en noir) et au sol (en rouge). Les droites superposées sur la figure correspondent à la direction globale de chaque ligne de bolomètre (même code de couleur).

en noirs pour cette analyse, et en rouge pour les données au sol.

Nous voyons sur cette figure que l'orientation du plan focal ne suit pas l'axe horizontal. Nous pouvons ajuster la pente des trois lignes supérieures du plan focal (même si la troisième ligne est très peu échantillonnée en élévation) et nous résumons les résultats obtenus dans la table 9.10. La pente ajustée sur les données en vol est sept fois plus grande que celle trouvée sur les données au sol, ce qui semble indiquer que la direction de scan est inclinée par rapport à l'orientation des bolomètres. Ceci peut être dû au choc subi par la nacelle au cours du premier vol rapidement interrompu du mois de janvier à la suite de quoi la nacelle avait été récupérée dans un champ de neige. L'effet est malgré tout négligeable puisque très faible comparé à la valeur des FWHMs.

explications	Elv (arcmin)	$\sigma(\text{Elv})$	pente	$\sigma(\text{pente})$
ligne 1, en vol	83.78	0.57	$-0.30 \cdot 10^{-01}$	$0.08 \cdot 10^{-01}$
ligne 1, au sol	82.27	0.40	$-0.04 \cdot 10^{-01}$	$0.07 \cdot 10^{-01}$
ligne 2, en vol	54.59	0.30	$-0.24 \cdot 10^{-01}$	$0.03 \cdot 10^{-01}$
ligne 2, au sol	53.63	0.38	$-0.02 \cdot 10^{-01}$	$0.05 \cdot 10^{-01}$
ligne 3, en vol	26.22	2.5	$-0.31 \cdot 10^{-01}$	$0.37 \cdot 10^{-01}$
ligne 3, au sol	25.08	0.9	$0.04 \cdot 10^{-02}$	$0.07 \cdot 10^{-02}$

Table 9.10 : Valeurs de la pente et de l'élévation moyenne obtenues pour les trois lignes supérieures du plan focal (cf. figure 9.9) avec les données en vol et les données au sol. Ces chiffres correspondent respectivement aux lignes noires (en vol) et rouges (au sol) de la figure 9.9.

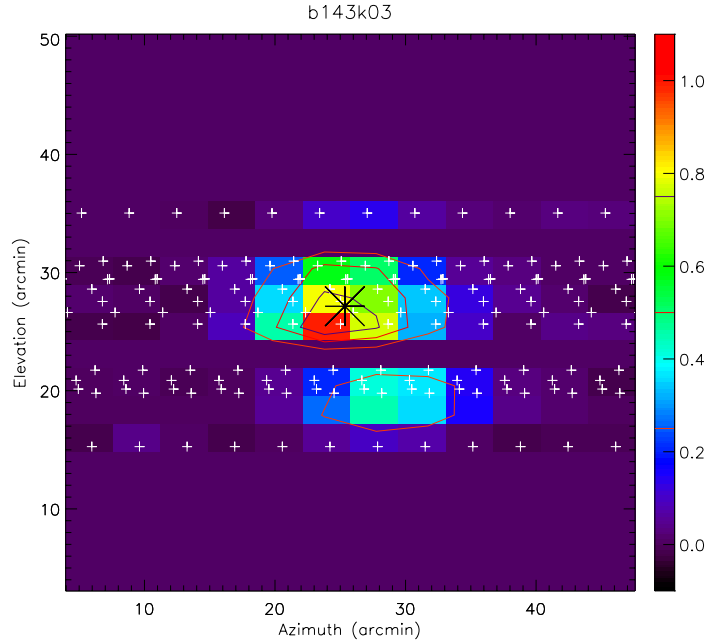


Figure 9.11 : *Echantillonnage de Jupiter vu par le bolomètre 143K03 (chaque croix blanche correspond à un échantillon) : nous remarquons qu'en élévation l'échantillonnage est très inégal.*

FWHMs

L'échantillonnage en élévation est bien loin d'être le même en vol et au sol. De plus dans les deux cas il est bien plus précis en azimuth qu'en élévation (au sol nous pouvons échantillonner aussi précisément que l'on veut en azimuth alors qu'en élévation il faut procéder par pas pour soulever la nacelle).

Pour plus de détails sur l'un des lobes en vol, nous montrons sur la figure 9.11 l'échantillonnage de l'image de Jupiter vu par le bolomètre 143K03. Nous remarquons qu'il est très inégal en élévation. De plus la précision en azimuth est bien meilleure qu'en élévation. Quelque soit la façon dont les données en vol seront analysées, la connaissance des lobes pour cette ligne de bolomètres sera limitée par cette couverture irrégulière en élévation qui provient des balancements de la nacelle.

Par contre, comme nous supposons que la vitesse de rotation reste constante en vol, la largeur en azimuth du lobe est probablement surestimée, ce qui est compatible avec ce que nous obtenons des comparaisons de la seconde ligne du plan focal pour laquelle les FWHM obtenues tournent autour de 12 minutes d'arc en vol contre 11 minutes d'arc au sol.

9.2.3 Conclusion

La méthode de reconstruction décrite dans cette section a été la première mise en oeuvre pour reconstruire les lobes en vol dans la collaboration Archeops. Globalement les mesures au sol et celles en vol présentées dans cette section sont compatibles pour celles qui ont pu être comparées.

Néanmoins, en ce qui concerne cette analyse :

- * Pour les bolomètres aux extrémités (en élévation) du plan focal, nous ne pouvons pas donner de valeurs de FWHM/positions (...) puisque les images de Jupiter que nous obtenons sont partielles du fait de la taille de la barrette de diodes.
- * Pour les lobes de la troisième ligne, l'échantillonnage est si pauvre en élévation que nous ne pouvons déterminer précisément les FWHM.

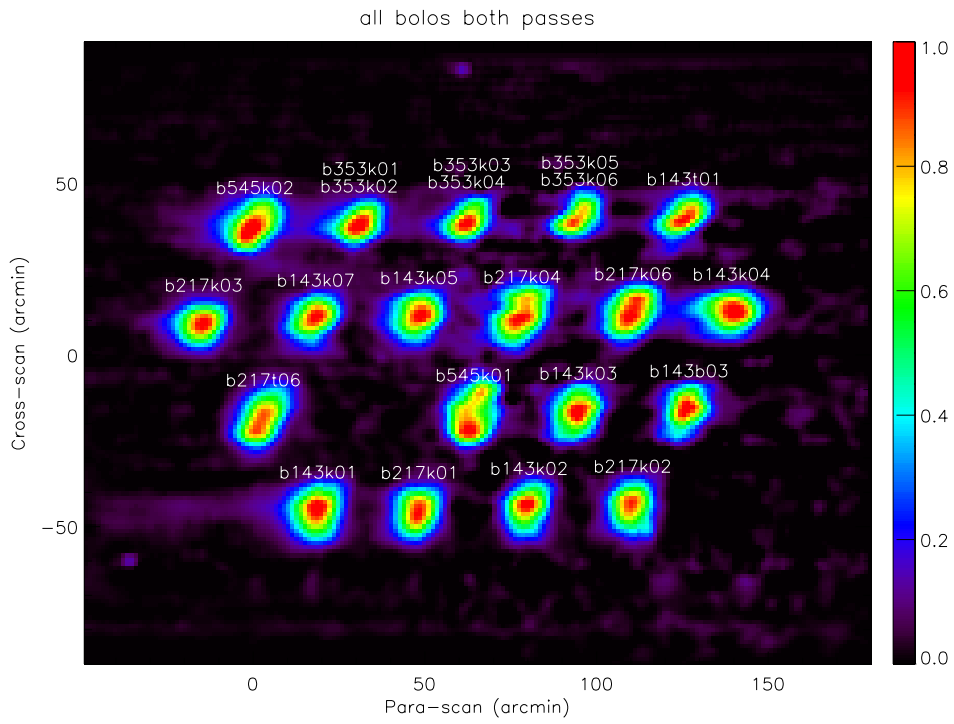


Figure 9.12 : Reconstruction du plan focal utilisant les données de pointage, attention cette fois en abscisse nous avons représenté (-azimuth).

Nous nous attendons à ce que la mesure des lobes prenant en compte le pointage complet donne des résultats plus précis. Cependant, la mesure restera limitée par les mouvements de la nacelle puisqu'ils ont une implication directe sur l'échantillonnage en élévation des lobes.

Nous ne pouvons pas conclure à ce stade de l'analyse si les cornets multimodes (ceux à 545GHZ, et les 217K04, 217T06 et 217K06 [69]) ont bien deux maxima comme nous l'avons vu lors des données au sol.

9.3 Reconstruction des lobes à partir du pointage complet

Pour cette analyse, nous utilisons les valeurs des coordonnées α , δ de la diode 25 reconstruites à partir des données du senseur stellaire⁴ [70]. De plus nous interpolons linéairement ces coordonnées entre les numéros d'échantillons pour lesquels une solution de pointage a été trouvée.

Nous utilisons également la longitude et la latitude du ballon reconstruits à partir du GPS, ce qui nous permet de calculer la différence en azimuth et élévation entre la diode 25 (resp. az_{25} et el_{25}) et Jupiter (resp. az_{jup} et el_{jup}) sur le ciel en utilisant les relations :

$$\delta(az) = (az_{25} - az_{jup}) \cos(el_{25}) \quad (9.5)$$

$$\delta(el) = (el_{25} - el_{jup}) \quad (9.6)$$

9.3.1 Reconstruction du plan focal : précision du pointage

La première étape du dépouillement des données est de reconstruire la position des bolomètres dans le plan focal. Cet exercice a un double but : vérifier que l'axe de scan est bien parallèle avec les lignes de bolomètres, mais aussi et surtout vérifier que le pointage a été correctement reconstruit, au moins durant la période des données où Jupiter est observé.

La carte de Jupiter vue par chacun des bolomètres est représentée sur la figure 9.12 où nous avons normalisé à un le flux au maximum du lobe (0.5 pour les bolomètres polarisés) et où nous avons utilisé une interpolation 2D.

Nous remarquons que les bolomètres qui ont une forme de lobe plus allongée (217K04, 217K06, 217T06, 545K01, 545K02) sont ceux qui sont équipés de cornets multimodes, comme nous en avons déjà pu en avoir un aperçu avec les données au sol.

Cette figure montre aussi que pour la partie du vol pour laquelle nous voyons Jupiter, la précision sur la reconstruction du pointage est meilleure que 10 minutes d'arc.

Cette analyse a été effectuée sur plusieurs itérations de la reconstruction du pointage et a permis de faire évoluer cette dernière. Un exemple typique d'une erreur dans la reconstruction du pointage est illustrée par la figure 9.13 sur laquelle nous indiquons la carte obtenue individuellement pour la montée et la descente de Jupiter pour le bolomètre 217K02 lors d'une version intermédiaire de la reconstruction du pointage. Nous remarquons qu'à la descente le pointage est mal reconstruit vers le milieu du lobe.

9.3.2 Mesures des paramètres des lobes

Comme dans la section précédente nous analysons les cartes des lobes ainsi obtenues en appliquant un ajustement à deux dimensions pour extraire les valeurs des positions moyennes, et des FWHMs à la fois pour la montée et la descente de Jupiter (cf. table 9.18).

Positions

Sur la figure 9.15 sont représentées les positions moyennes ajustées en azimuth et élévation sur le ciel des lobes de chaque bolomètre. Nous retrouvons le fait que les lignes des bolomètres ne sont pas parfaitement alignées avec la direction de scan sur le ciel, ce qui est probablement dû au fait que la

⁴Les fichiers utilisés sont *Affine_V8_lobes.txt* et *fichier_gps_complet*.

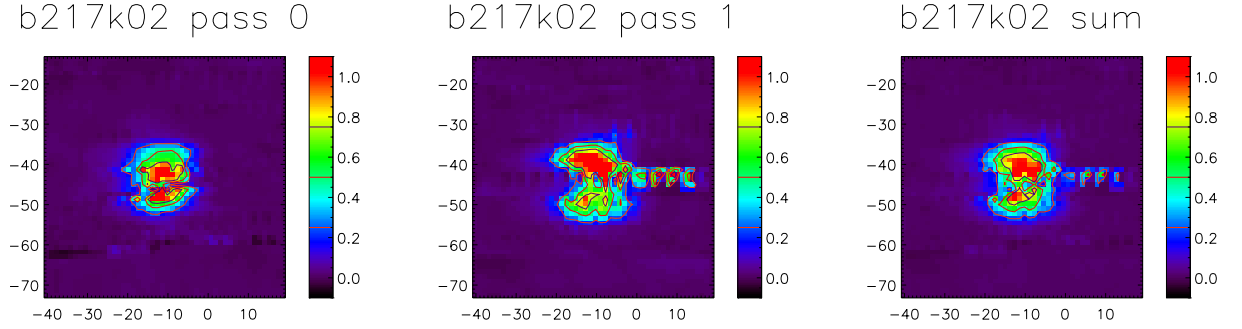


Figure 9.13 : Cartes des lobes obtenues avec Jupiter sur le bolomètre 217K02 pour la montée de Jupiter, la descente et la combinaison des deux.

nacelle n'était pas parfaitement équilibrée, et corrobore les résultats de l'analyse précédente. Les valeurs ajustées correspondantes sont données dans la table 9.14.

description	Elévation minutes d'arc	$\sigma(\text{Elv})$ minutes d'arc	pente	$\sigma(\text{pente})$
ligne 1, en vol	37.99	0.23	$0.18 \cdot 10^{-01}$	$0.03 \cdot 10^{-01}$
ligne 2, en vol	11.37	0.21	$0.15 \cdot 10^{-01}$	$0.03 \cdot 10^{-01}$
ligne 3, en vol	-15.75	0.18	$0.24 \cdot 10^{-01}$	$0.03 \cdot 10^{-01}$
ligne 4, en vol	-43.33	0.24	$0.25 \cdot 10^{-01}$	$0.04 \cdot 10^{-01}$

Table 9.14 : Valeurs ajustées des pentes et des élévations moyennes avec leurs erreurs correspondantes pour chacune des quatre lignes de bolomètres.

FWHM

Pour les bolomètres à 143GHz, la montée de Jupiter s'est produite au même moment que les changements de courants de polarisation : nous n'utiliserons donc pas ces données dans l'analyse qui suit. Pour tous les autres bolomètres, les valeurs des FWHM extraites pour la montée de Jupiter sont compatibles avec celles de la descente, nous ne donnons donc que les valeurs pour la combinaison des deux jeux de données (voir la table 9.18).

Les valeurs mesurées sont plus grandes que celles attendues (les valeurs nominales étant de l'ordre de 5 minutes d'arc pour les hautes fréquences et de 8 minutes pour les basses fréquences). Nous montrerons dans la suite que ceci est dû au temps de réponse du bolomètre, qui s'avère être beaucoup plus long que prévu (et non à l'optique froide comme nous aurions pu le croire) : ceci est discuté en détails dans la section 9.5.

9.3.3 Commentaires

L'analyse décrite dans cette section utilisant les données de pointage permet d'extraire les paramètres des lobes avec la meilleure précision. Elle a aussi l'avantage de vérifier en même temps la procédure de reconstruction du pointage, au moins pour les plages de temps correspondant au passage de Jupiter devant les bolomètres. Les paramètres des lobes obtenus pour les trois analyses présentées dans ce chapitre

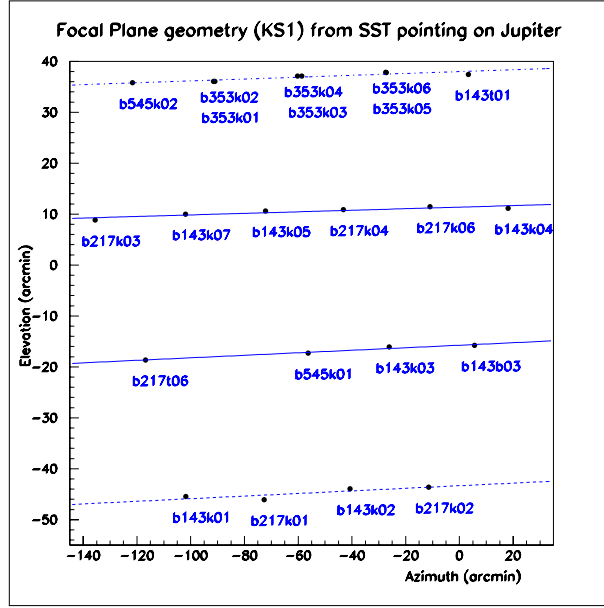


Figure 9.15 : Reconstruction du plan focal à partir des données de pointage du SST dans la direction de scan.

sont compatibles. Nous avons également mis en évidence que les cornets multimodes ont un lobe à deux maxima.

9.4 Calibrations d'Archeops

L'analyse des lobes décrite dans les sections précédentes nous permet d'extraire une calibration en température sur le ciel du signal mesuré par les bolomètres : c'est ce que nous décrivons ici. Plusieurs calibrateurs ont été utilisés dans Archeops pour passer des μV mesurés sur les bolomètres à des K sur le ciel : le dipole, la galaxie et les sources ponctuelles (Jupiter et aussi Saturne dans le cas du vol de 2002). Nous détaillons dans cette section la façon dont nous avons procédé avec Jupiter et nous comparons les résultats avec ceux obtenus avec les autres calibrateurs [71].

9.4.1 Introduction

Nous utilisons dans la suite la notation K_{RJ} pour Kelvin Rayleigh-Jeans. Pour traduire une mesure de flux en température, nous utilisons la brillance d'un corps noir donné par la relation :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (9.7)$$

qui s'approxime à basse fréquence par l'équation :

$$B_\nu = \frac{2k\nu^2 T}{c^2} \quad (9.8)$$

que nous pouvons continuer à utiliser, par "abus de langage", même à haute fréquence. Dans ce cas nous ne parlons pas de K pour l'unité de T mais de K_{RJ} et nous avons une température dite de brillance définie par :

$$T_{RJ} = \frac{c^2 B_\nu}{2k\nu^2} . \quad (9.9)$$

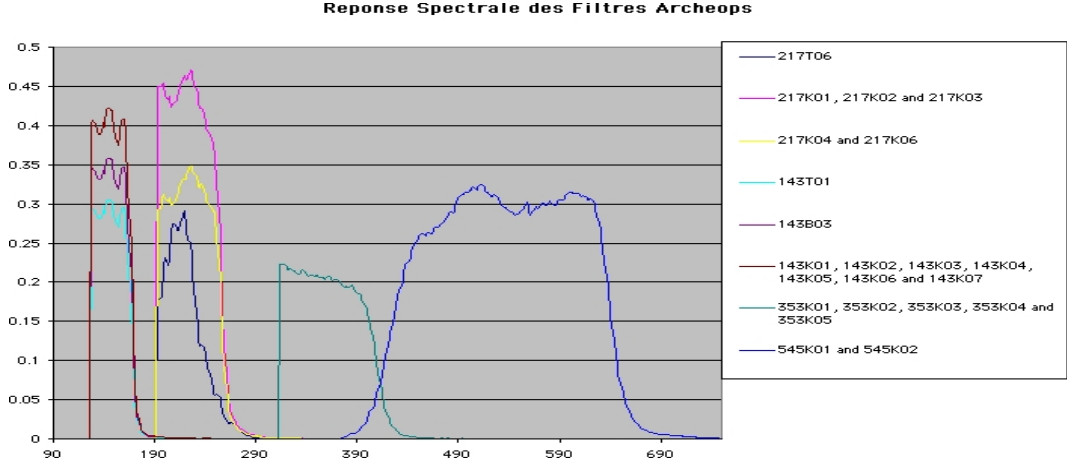


Figure 9.16 : Réponse spectrale des différentes bandes de fréquence d'Archeops.

Soit W_ν la bande de fréquence d'un détecteur, nous effectuons avec les bolomètres des mesures de fluctuations de température par rapport à la température moyenne du CMB ($T_0 = 2.73\text{K}$). Nous mesurons donc une différence de flux δF_ν telle que :

$$\delta F_\nu = \int W_\nu \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \Big|_{T_0} \Delta T_{CMB} d\nu \quad (9.10)$$

Ce que nous pouvons réécrire de la façon suivante :

$$\Delta T_{CMB} = \frac{\delta F_\nu}{\int W_\nu \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \Big|_{T_0}}. \quad (9.11)$$

En injectant dans l'équation 9.11 la température de brillance définie dans l'équation 9.9 nous obtenons la relation :

$$\Delta T_{CMB} = \frac{\int \frac{2k\nu^2 W_\nu}{c^2} d\nu}{\int W_\nu \frac{\partial B_\nu}{\partial T} \Big|_{T_0}} \Delta T_{RJ}. \quad (9.12)$$

Pour Archeops, les réponses spectrales (W_ν) sont présentées sur la figure 9.16. Le coefficient de transmission varie entre 0.1 et 0.4 et la forme des bandes est fonction des cornets B2B utilisés. Via la relation 9.12, ces spectres nous permettent de calculer les coefficients de calibration (permettant le passage des K_{RJ} aux K_{CMB}) donnés dans la table 9.17.

9.4.2 La calibration sur une source ponctuelle

Une fois que nous avons mesuré les lobes, les coefficients de calibration α en $\frac{mK_{RJ}}{\mu V}$ sont simplement explicités par [72] :

$$\alpha\left(\frac{mK_{RJ}}{\mu V}\right) = \frac{T_{RJ}\Omega_P}{B_{max}\Omega_{eff}} \quad (9.13)$$

où :

- * $T_{RJ} = 170 \text{ K}_{RJ}$ est la température de Jupiter [73],
- * $\Omega_P = 0.486 \text{ arcmin}^2$ est l'angle solide de Jupiter (le diamètre angulaire que nous utilisons ici est de 42.7 secondes d'arc).

Bolos	Coeff (K_{CMB}/K_{RJ})
143 (tous les bolos sauf 143B03 et 143T01)	1.7382
217K01, 217K02, 217K03	3.2755
217K04, 217K06	3.3051
217T06	3.1174
353 (tous les bolos)	14.1793
545 (tous les bolos)	121.2755

Table 9.17 : Valeurs des coefficients permettant de passer des K_{RJ} aux K_{CMB} utilisant la forme des bandes spectrales d'Archeops.

- * B_{max} est le flux au maximum de la gaussienne.
- * Ω_{eff} est l'angle solide effectif du lobe considéré :

$$\Omega_{eff} = \frac{\int B(x,y) dx dy}{B_{max}} \quad (9.14)$$

L'incertitude dominante dans cette calibration provient de la température de surface de Jupiter qui n'est connue qu'à 20 % près.

Les facteurs de calibration en $mK_{RJ}/\mu V$ sont donnés dans la table 9.18. Les bolomètres les plus sensibles sont ceux ayant des facteurs de calibration élevés. Il est à noter néanmoins que ces chiffres seuls ne suffisent pas à juger de la qualité d'un bolomètre pour une analyse de physique, le niveau de bruit sur les données en temps est tout aussi essentiel.

Nous n'avons pas détecté de signal dans le bolomètre aveugle, ce qui signifie qu'il n'y a pas de cross-talk électrique mesurable entre ce bolomètre et les autres.

Pour tester au premier ordre la cohérence du modèle gaussien pour décrire le lobe, nous pouvons calculer une FWHM équivalente à partir du calcul de l'angle solide effectif :

$$FWHMeq = 2.35 \sqrt{\frac{\Omega_{eff}}{2\pi}}. \quad (9.15)$$

Les valeurs sont également données dans la table 9.18 et comparées aux valeurs ajustées directement : elles sont bien du même ordre de grandeur.

9.4.3 Comparaison avec les autres calibrateurs

Les valeurs de la table 9.18 sont illustrées par la figure 9.19 où elles sont comparées aux coefficients de calibration calculés à partir de l'étude de la galaxie et du dipole. Sur la droite nous montrons également le rapport entre les coefficients déterminés sur Jupiter et ceux déterminés sur la galaxie. Nous remarquons clairement une différence de régime par bande de fréquence.

Nous remarquons que les coefficients de calibration provenant de cette analyse sont systématiquement supérieurs à ceux de la calibration galactique, sauf pour les bolomètres polarisés. Cela peut être expliqué par le fait que nous sous-estimons l'effet des lobes lointains, qui est par contre intégré dans l'analyse du signal galactique. Nous reviendrons sur ce point dans la section 9.7.

9.5 Constantes de temps

Cette section est dédiée à l'analyse du temps de réponse des bolomètres à la fois sur les glitches et sur Jupiter [74]. Pour ce qui est de l'analyse sur Jupiter, comme le signal mesuré par Archeops est simplement le résultat de la convolution de deux effets (le lobe optique et le temps de réponse), nous donnerons aussi les valeurs des lobes optiques après déconvolution.

Bolos	Azi (arcmin)	Elv (arcmin)	B_{max} (μV)	FWHM fit(arcmin)	FWHM eq(arcmin)	α (mK_{RJ} / μV)	α (mK_{CMB} / μV)
b143b03	125.4	-16.4	78.8	10.8	10.9	7.7	13.4
b143k01	17.6	-45.9	23	12.9	13.1	18.4	32.0
b143k02	79.1	-44.8	75.9	11.4	10.7	8.3	14.4
b143k03	93.4	-17.1	38.3	11.8	11.0	15.5	26.9
b143k04	138.0	11.8	33.4	12.5	12.3	14.4	25.1
b143k05	47.0	10.7	60.4	11.6	11.3	9.3	16.2
b143k07	16.9	10.0	39.6	11.4	11.5	14.0	24.3
b143t01	124.6	39.4	49.2	11.2	11.1	11.9	20.7
b217k01	47.2	-46.0	33.4	11.5	12.1	14.8	48.6
b217k02	109.2	-44.2	34.9	11.4	11.6	15.5	50.6
b217k03	-15.7	8.6	15.7	11.0	11.4	35.4	115.9
b217k04	77.1	11.0	57.3	13.6	13.3	7.2	23.7
b217k06	109.3	11.9	63.2	12.4	12.3	7.5	24.9
b217t06	2.1	-19.0	71.7	12.9	12.9	6.0	18.9
b353k01	30.1	37.5	42.2	10.5	11.0	6.0	85.1
b353k02	29.0	37.2	33.2	12.0	11.9	7.7	109.2
b353k03	62.4	38.6	55.3	9.9	10.0	6.5	92.6
b353k04	60.8	38.6	31.3	11.5	12.9	6.9	97.8
b353k05	93.9	39.3	47.2	10.0	10.4	7.2	101.5
b353k06	93.7	39.4	54.4	10.2	10.6	5.9	83.7
b545k01	63.1	-17.7	50.5	14.1	13.9	7.5	903.5
b545k02	-0.8	37.0	46.7	12.7	13.3	8.8	1063.6

Table 9.18 : Les quatre premières colonnes montrent les résultats de l'ajustement de la gaussienne à 2D, donnant respectivement la position en Azimuth et en Elévation (en arcmin), l'amplitude au maximum, et la FWHM issu de l'ajustement. Les deux dernières colonnes donnent les FWHMeq (cf. eq. 9.15) et les coefficients de calibration correspondants. Lorsque les données à la montée et à la descente de Jupiter sont disponibles, nous ne donnons ici que les valeurs combinées (c'est à dire pour tous les bolomètres sauf ceux à 143GHz).

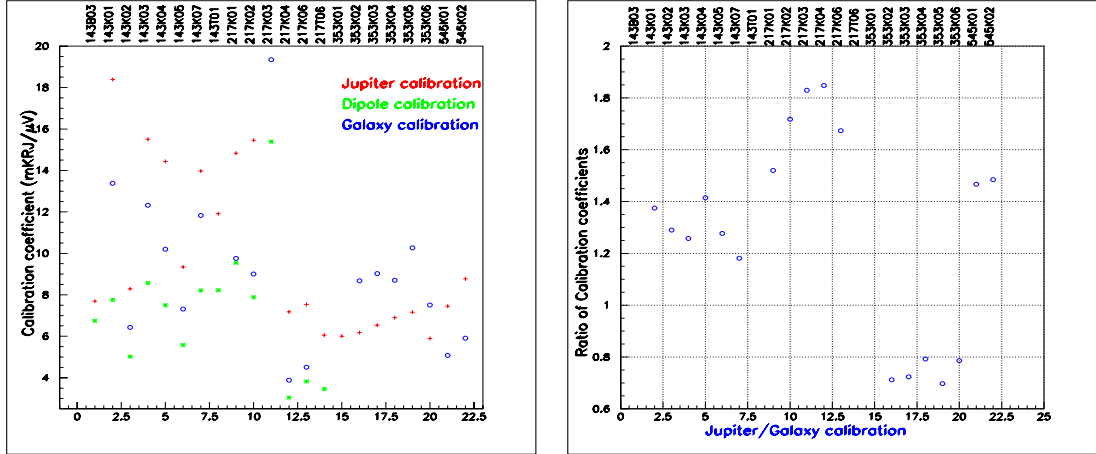


Figure 9.19 : Comparaison entre les différents coefficients de calibration obtenus pour chaque bolomètre. Les valeurs représentées sur cette figure proviennent de la calibration dipole V2, et Firas V2 : les croix rouges correspondent à l'analyse décrite dans ce chapitre, les étoiles vertes sont extraites de l'analyse du signal du dipole et enfin les ronds bleus proviennent de l'étude de la galaxie. Sur la droite nous montrons le rapport entre les coefficients de calibration sur Jupiter et sur la galaxie.

9.5.1 Mesure du temps de réponse à l'aide des glitches

Méthode

Quand un rayon cosmique atteint un bolomètre, la réponse en temps du système est affecté d'une constante de temps de relaxation thermique. C'est cette constante de temps que nous cherchons à déterminer dans cette section. Nous utilisons les données du vol KS1 entre $UT = 16.63h$ et $UT = 23.41h$ ($SN = 104733800$ et $SN = 108464839$).

Nous procédons en trois étapes : la détection, l'ajustement et ensuite la sélection des glitches. L'algorithme de recherche de glitch est celui qui a déjà fait ses preuves sur les expériences Diabolo[75] et Pronaos[76]. Nous détectons quelques centaines de glitches sur les sept heures de données traitées. Nous nous attendons à ce que les constantes de temps des bolomètres soient de l'ordre de 5 ms, sachant que l'électronique de lecture ajoute un moyennage sur 6 ms. Nous utilisons une méthode des moindres carrés (χ^2) pour extraire les valeurs des quatre paramètres : t_{begin} pour l'instant de départ du glitch, A l'amplitude, τ la constante de temps de la réponse exponentielle du bolomètre aux glitches et enfin un offset.

Certains des "glitches" ainsi détectés ne nous intéressent pas : soit il s'agit d'une source ponctuelle, soit un rayon cosmique qui a interagi avec la plaque de cuivre...autant de phénomènes non liés directement à la constante de temps du bolomètre. Afin de sélectionner ceux qui sont utiles à notre analyse, nous ajoutons les contraintes suivantes :

$$\begin{cases} \chi^2 \leq 2 \\ 0 < \tau \leq 1s \\ A \geq 1\mu V \\ \frac{\Delta x}{x} \leq 10\% \text{ pour chaque } x \in \{t_{begin}; A; \tau\} \end{cases} \quad (9.16)$$

Les résultats sont résumés dans le tableau 9.20 et sont compris entre 5 et 11 ms. Les $FWHM_{comp}$ sont les valeurs des $FWHM$ obtenues après convolution des lobes attendus et des valeurs de constante de temps mesurées.

Bolos	$N_{glitches}$	τ (ms)	$\delta\tau$	$FWHM_{comp}$
143K04	201	10.7	1.6	15.8
143K05	252	6.1	0.7	11.1
143K07	362	5.1	0.8	10.3
217K01	185	5.3	1.1	10.5
217K04	189	8.3	0.6	13.2
217K05	170	11.5	1.1	16.7
353K02	132	12.7	2.6	16.9
545K01	102	5.4	3.5	8.5

Table 9.20 : Nombre de glitches utilisés pour l'analyse pour chaque bolomètre, constantes de temps et erreurs mesurées, et valeurs des FWHMs extrapolées des lobes.

9.5.2 Constante de temps et lobes avec Jupiter

Nous nous intéressons cette fois au signal en temps de Jupiter et cherchons à déconvoluer l'effet du lobe de l'effet de la constante de temps du bolomètre.

Modélisation du signal

Le signal en numéro d'échantillon (SN) de Jupiter est modélisé par la convolution d'une gaussienne que nous associons à la réponse optique des cornets (lobe optique) et d'une exponentielle décroissante correspondant à la réponse en temps des bolomètres :

$$S(SN) = A \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(SN-SN_0)^2}{2\sigma^2}} \otimes e^{-SN/\tau_{SN}} \quad (9.17)$$

sur les données sélectionnées dans la section 9.3. Nous intégrons le signal S sur 6 ms (un échantillon) pour prendre en compte la réponse de l'électronique. Nous minimisons simplement un moindre carré pour extraire σ_{SN} , et τ_{SN} .

Résultats

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 9.21 et donnés plus explicitement dans la table 9.22 pour chaque bolomètre. Nous retrouvons les valeurs attendues pour les FWHMs optiques d'après la géométrie des cornets back-to-back : entre 5 et 6 minutes d'arc pour les hautes fréquences et environ 8 minutes d'arc pour les basses fréquences. En ce qui concerne les temps de réponse, pour certains bolomètre, la précision de la mesure est mauvaise (143B03 et 143T01, le dernier étant reconnu comme affecté par un bruit télégraphique). Pour les autres par contre nous remarquons une grande inhomogénéité des valeurs : entre 5 et 15 ms. Ces résultats sont compatibles avec les mesures sur les glitches.

Comparaison avec les résultats précédents

En ce qui concerne les FWHMs, afin de comparer les résultats obtenus pour les FWHMs des lobes extraits des cartes de Jupiter (table 9.18) avec ces mesures issues des données en temps, nous reconstruisons le lobe à une dimension $B(x)$ et l'intégrons pour obtenir :

$$FWHM_{tot} = 2.35 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int B(x) dx \quad (9.18)$$

Les résultats sont donnés dans la troisième colonne de la table 9.22 et sur la figure 9.23, où les étoiles représentent les FWHM provenant de l'analyse des lobes à deux dimensions. Les deux résultats

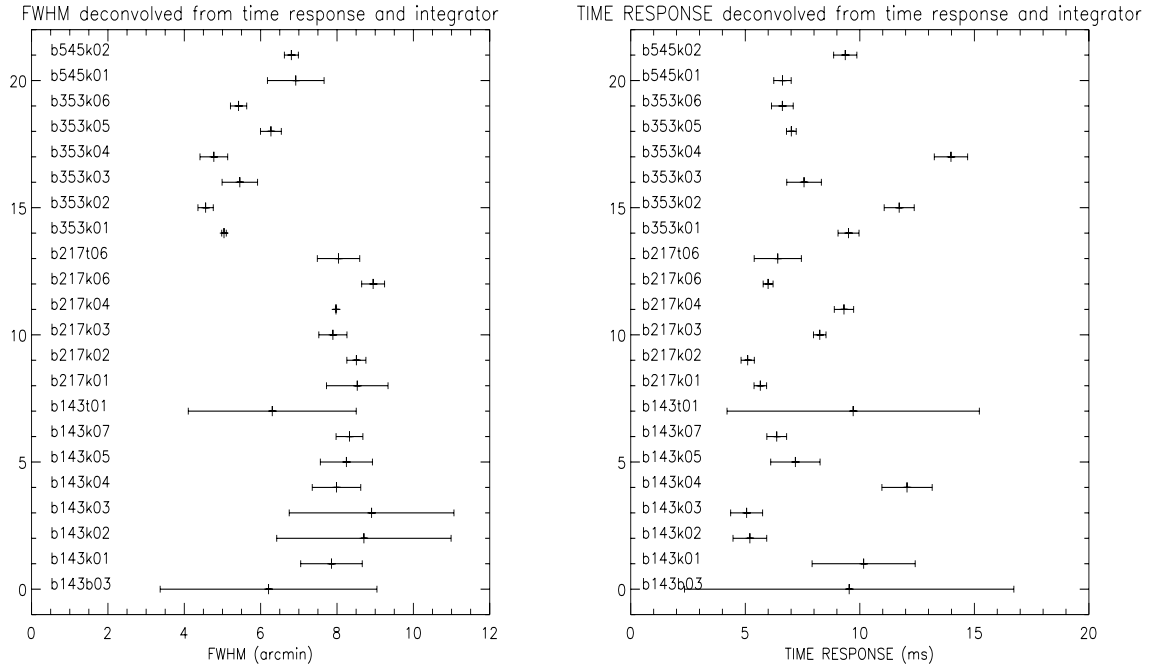


Figure 9.21 : Illustration des valeurs des lobes optiques (en minutes d'arc) sur la gauche et des temps de réponse (en ms) sur la droite pour chacun des bolomètres, mesurées suite à une déconvolution de chacun des effets sur du signal en temps de Jupiter.

Bolomètre	FWHM _{opt} (arcmin)	τ (ms)	FWHM _{tot}
b143b03	6.21 ± 2.84	9.54 ± 7.19	10.68 ± 6.42
b143k01	7.85 ± 0.81	10.17 ± 2.25	12.44 ± 1.94
b143k02	8.70 ± 2.28	5.20 ± 0.74	10.51 ± 2.43
b143k03	8.91 ± 2.16	5.06 ± 0.70	10.62 ± 2.30
b143k04	7.99 ± 0.64	12.06 ± 1.10	13.62 ± 1.16
b143k05	8.25 ± 0.68	7.19 ± 1.08	11.14 ± 1.18
b143k07	8.33 ± 0.35	6.37 ± 0.43	10.78 ± 0.54
b143t01	6.30 ± 2.20	9.71 ± 5.51	10.87 ± 4.95
b217k01	8.53 ± 0.81	5.66 ± 0.28	10.58 ± 0.86
b217k02	8.51 ± 0.25	5.11 ± 0.29	10.28 ± 0.37
b217k03	7.89 ± 0.37	8.25 ± 0.27	11.41 ± 0.47
b217k04	7.97 ± 0.02	9.31 ± 0.42	12.07 ± 0.25
b217k06	8.95 ± 0.30	6.00 ± 0.22	11.13 ± 0.38
b217t06	8.04 ± 0.56	6.42 ± 1.03	10.55 ± 1.04
b353k01	5.04 ± 0.06	9.51 ± 0.46	9.68 ± 0.31
b353k02	4.56 ± 0.20	11.72 ± 0.66	10.53 ± 0.54
b353k03	5.45 ± 0.46	7.57 ± 0.76	8.94 ± 0.82
b353k04	4.77 ± 0.36	13.98 ± 0.73	11.99 ± 0.72
b353k05	6.27 ± 0.27	7.01 ± 0.21	9.33 ± 0.35
b353k06	5.42 ± 0.21	6.62 ± 0.47	8.39 ± 0.45
b545k01	6.92 ± 0.74	6.62 ± 0.38	9.68 ± 0.85
b545k02	6.80 ± 0.18	9.36 ± 0.51	11.10 ± 0.44

Table 9.22 : Pour chaque bolomètre : les deux premières colonnes donnent les valeurs des lobes optiques (FWHM_{opt} en minutes d'arc) et du temps de réponse (en ms) mesurées suite à une déconvolution de chacun des effets sur le signal en temps de Jupiter. La troisième colonne montre le lobe effectif moyen sur le ciel (FWHM_{tot} en minutes d'arc).

semblent compatibles étant donné que $FWHM_{tot}$ ne reflète en rien la forme du lobe dans la direction perpendiculaire à la direction de scan.

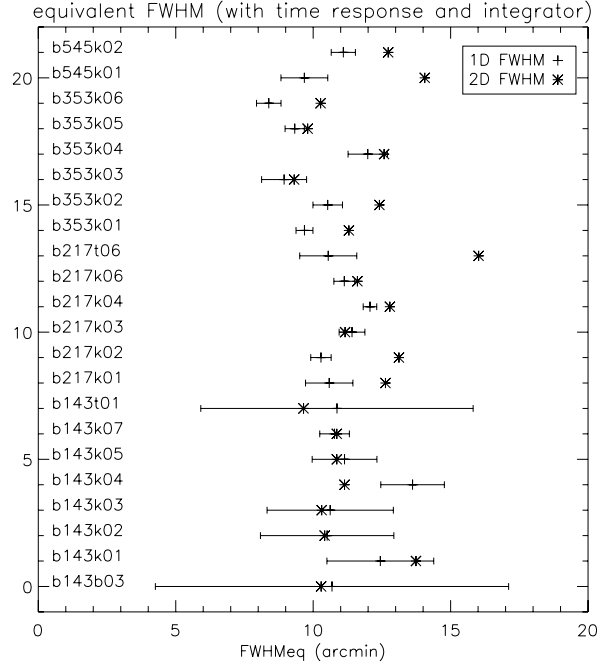


Figure 9.23 : $FWHM_{tot}$ (convolution du temps de réponse et du lobe optique) pour chaque bolomètre. Les étoiles correspondent aux mesures de la sections 9.3.

9.6 Conclusion

Les FWHMs optiques reconstruites après déconvolution des temps de réponse sur le signal en temps de Jupiter sont en accord avec leurs valeurs nominales, à savoir 5 minutes d'arcs pour les hautes fréquences et 8 minutes d'arc pour les basses fréquences. Pour ce qui est des temps de réponse, les résultats des mesures sont entre 5 et 15 ms et sont en accord avec les mesures effectuées sur les glitches.

9.7 Estimation des lobes lointains

Afin de mieux comprendre la différence obtenue entre les calibrations sur Jupiter et sur la galaxie, nous nous efforcerons dans cette section à extraire le maximum d'information possible sur les lobes lointains.

9.7.1 Estimation des lobes lointains à partir des données au sol

Nous n'avons que peu de données exploitables pour faire une première estimation au sol des lobes lointains : celles qui sont utilisées ici ont été mesurées en utilisant la diode Gunn sur une petite montagne (le Néron) à Grenoble, le 29 Novembre 2000. A cette époque, les bolomètres n'étaient pas dans la même configuration que pour le vol. La façon de procéder est la suivante : tout d'abord nous ajustons une gaussienne à 2 dimensions sur les cartes afin d'extraire la contribution du lobe principal, puis nous normalisons l'ensemble à l'intégrale du lobe ainsi déterminée. En intégrant les cartes normalisées sur des disques de diamètres de plus en plus grands (le centre des disques étant le centre du lobe principal), nous

obtenons ainsi des profils du lobe principal et des lobes secondaires que nous portons en fonction de la distance au centre sur la figure 9.24.

Nous voyons que pour le 143K01 (qui reflète le comportement de tous les bolomètres à 143GHz), nous avons environ 10 % du flux dans le lobe lointain. Les pointillés représentent la contribution du lobe principal seul. Sur les deux figures du bas nous présentons les profils en azimuth et élévation des lobes. La séparation entre la contribution du lobe principal et celle du lobe secondaire apparaît approximativement pour un rayon entre 15 et 25 minutes d'arc selon le bolomètre considéré (20 dans le cas du 143K01).

Nous obtenons un rapport entre la contribution des lobes secondaires et celle du lobe principal à 143 GHz de l'ordre de 1.1. Ceci explique en partie la différence que l'on observe entre la calibration sur Jupiter et celle sur le dipole et/ou la galaxie (l'effet systématique dû à la présence d'un lobe lointain non pris en compte est plus important pour une calibration sur source ponctuelle que pour une calibration sur des sources étendues pour laquelle les lobes lointains sont intégrés).

A 217 GHz et à plus haute fréquence, il semble que la contribution des lobes lointains soit plus faible, néanmoins le rapport signal sur bruit est beaucoup plus faible, et nous ne pouvons pas donner de conclusions fermes pour ces bolomètres.

9.7.2 Les lobes lointains à partir des données en vol

Voyons maintenant ce que nous pouvons extraire des données en vol. Pour étudier les lobes lointains, et afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, nous avons choisi de co-additionner les cartes de Jupiter par bandes de fréquence (comme indiqué sur la figure 9.25 en haut). De prime abord on remarque la différence de précision entre les données au sol et en vol : la source utilisée au sol était en effet beaucoup plus lumineuse que Jupiter.

Nous pouvons ensuite comme précédemment appliquer une photométrie d'ouverture afin de comparer les flux dans les lobes lointains et le lobe principal dont les résultats sont présentés sur la figure 9.26. Nous avons pu ainsi montrer que les lobes lointains concentrent environ 10 à 20 % du flux que nous mesurons dans les lobes principaux pour les fréquences de 143, 217 et 545 GHz, alors que cette proportion peut atteindre 40 % pour les canaux à 353 GHz.

Pour ces canaux, le rapport des coefficients de calibration entre Jupiter et la galaxie est inférieur à 1 (cf. figure 9.19) alors que la photométrie d'ouverture montre que les lobes lointains dans ce canal sont plus importants que dans les autres canaux.

9.7.3 Conclusion sur les lobes lointains

La différence observée entre les facteurs de calibrations du vol KS1 (figure 9.19) peut donc en partie être attribuée à la présence de lobes lointains. Malheureusement nous n'avons pas pu le prouver avec certitude compte tenu du peu de données exploitables sur le sujet, que ce soit en vol ou au sol. Une mesure précise des lobes lointains sur Archeops a été envisagée lors de la campagne KS3 (avec déplacement de la diode Gunn sur des cercles autour de la nacelle) mais n'a pas pu être menée à bien. En contre-partie la disparité des facteurs de calibration sur KS3 était beaucoup plus faible que pour KS1. Il faut dire à ce stade que les lobes lointains viennent en partie de problèmes de mises au point de l'alignement des miroirs, opération délicate refaite à chaque vol, à chaud.

9.8 Conclusions

L'étude des sources ponctuelles telles que Jupiter nous apprend beaucoup sur les caractéristiques du système optique et bolométrique. Nous avons pu extraire des données en vol d'Archeops la géométrie du plan focal (cruciale pour reconstruire le pointage par bolomètre), la forme des lobes (permettant de réduire les erreurs systématiques sur la détermination du spectre de puissance à haut ℓ), les FWHMs (vérifiant par là même la cohérence des données de calibration au sol et en vol) et enfin les temps de réponse des bolomètres (qui est en accord avec les mesures sur les glitches et dont nous pouvons déconvoluer l'effet pour les analyses de physique), sans compter une ébauche d'analyse des lobes lointains. Il reste malgré

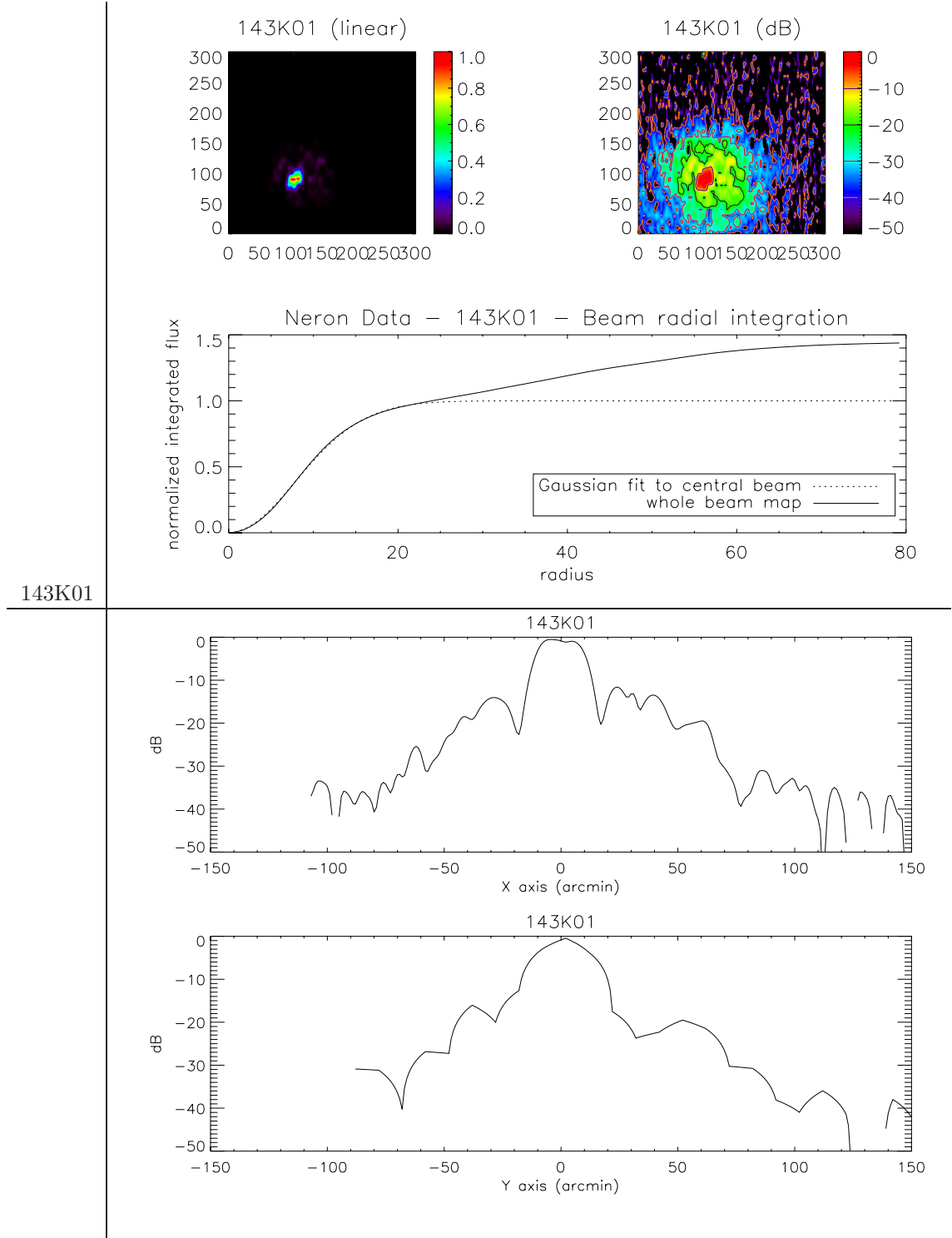


Figure 9.24 : Etude des lobes lointains pour le bolomètre 143K01 obtenue au sol à partir de l'analyse du signal de la diode Gunn : en haut sont montrés les lobes en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite), ainsi que le résultat de l'analyse photométrique. En dessous sont représentées les projections (en X et en Y) des cartes montrées au dessus.

tout des questions ouvertes comme, par exemple, la différence des facteurs de calibration entre les sources ponctuelles et étendues.

Pour Planck, l'étude et la combinaison des résultats de l'analyse de plusieurs sources ponctuelles devraient nous permettre d'obtenir une meilleure connaissance des lobes et des paramètres y afférant.

Pour KS3 les lobes ont été analysé en utilisant la même procédure [77] et donne les résultats montrés sur la figure 9.27 qui ont été utilisés pour l'analyse présentée en [20].

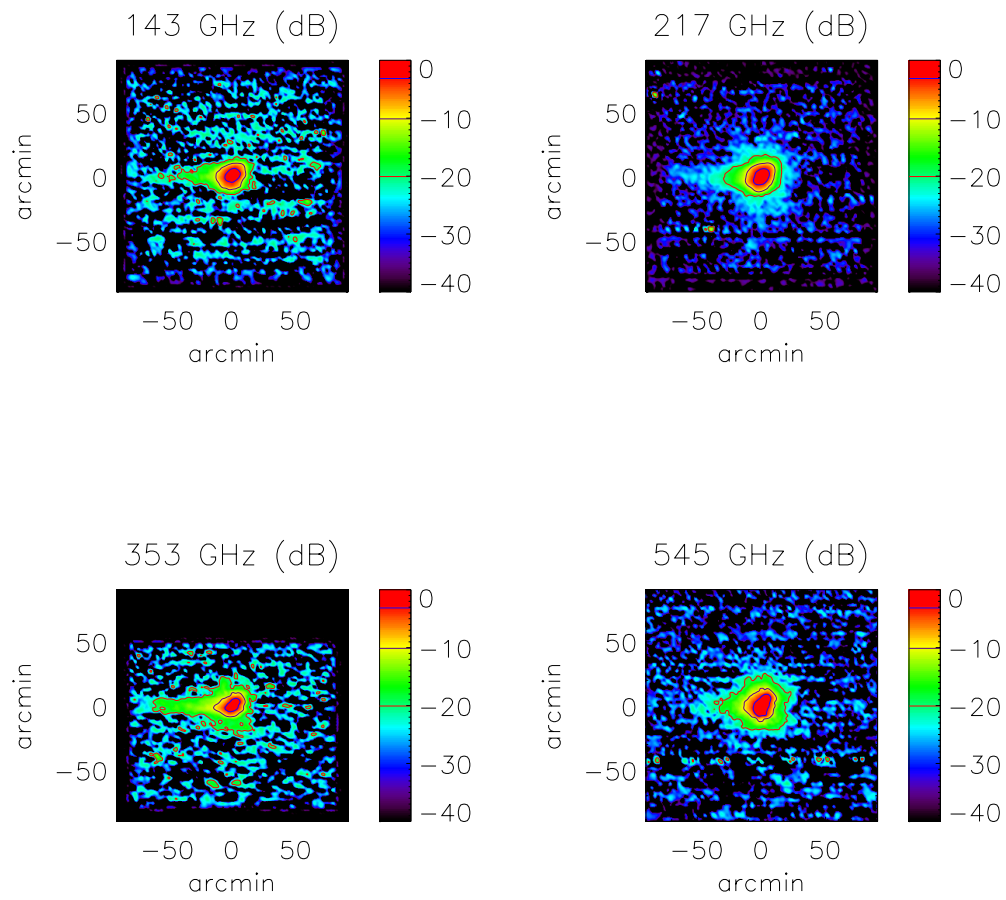


Figure 9.25 : Lobes obtenus par co-addition des cartes dans les différentes bandes de fréquences obtenues à partir des données Jupiter en vol montrés en échelle log.

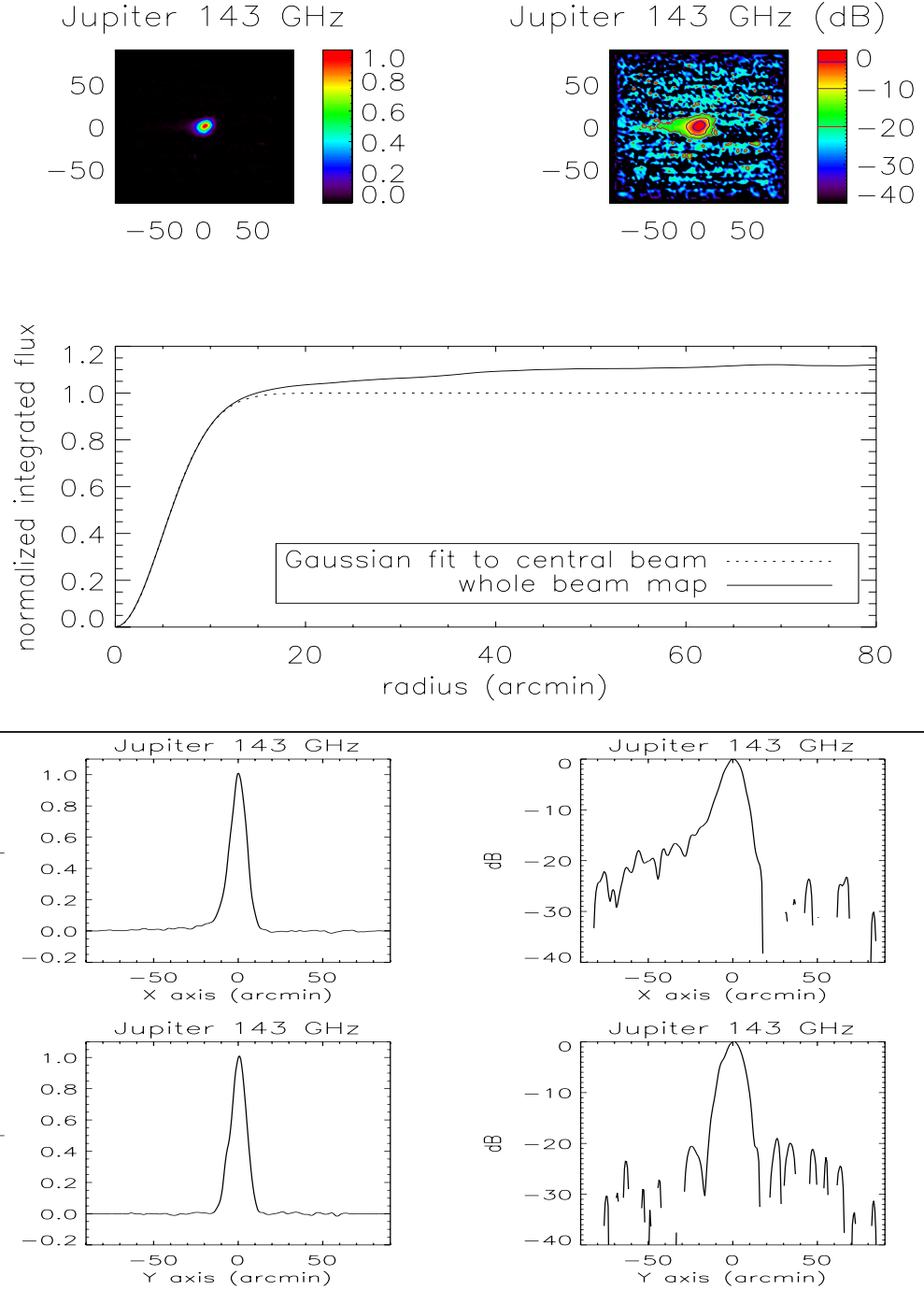


Figure 9.26 : Etude des lobes lointains pour le canal à 143GHz obtenu à partir des données de vol : en haut sont montrés les lobes en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite), ainsi que le résultat de l'analyse photométrique. En dessous sont représentées les projections (en X et en Y) des cartes montrées au dessus.

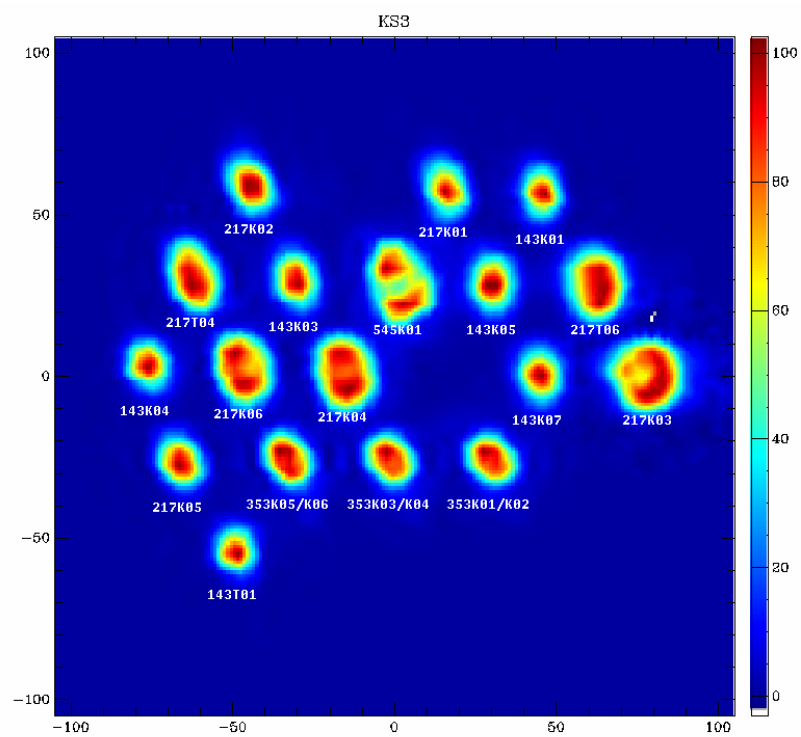


Figure 9.27 : Lobes mesurés sur KS3 avec les données sur Jupiter.

Chapitre 10

Transformées de Fourier sur les cercles dans Archeops

Ce chapitre montre comment nous pouvons mener à bien une analyse de données en utilisant la méthode de la transformée de Fourier sur les cercles (les Γ_m). Nous verrons tout d'abord pourquoi et comment ce genre d'analyse est faisable et comment s'y traduisent quelques effets expérimentaux majeurs tels que les lobes, ou les constantes de temps. Puis nous reprendrons les résultats qui ont été exposés dans [78] et qui montrent comment revenir au domaine des C_ℓ après une mesure des Γ_m et comment combiner les données provenant de plusieurs bolomètres. Nous passerons ensuite à l'analyse des données d'Archeops dans ce cadre et montrerons ce que nous avons pu en extraire : à la fois sur les effets systématiques dans le cas du vol de KS2 et sur le CMB directement dans le cas du vol KS3.

10.1 Introduction Générale

Nous avons décrit dans le chapitre 1 l'extraction du spectre des C_ℓ des anisotropies de température. Cette méthode (comme les fonctions de corrélations 2D, les $C(\theta)$) nécessite une projection des données sur une carte, ce qui implique un moyennage de l'information par pixel. Or ce que nous mesurons ce sont des données en temps. Plus précisément, dans le cas d'expériences comme Planck et Archeops, nous mesurons ces anisotropies sur des cercles (plus ou moins bien échantillonnés dans le cas d'Archeops).

Nous pouvons donc chercher à exprimer la température dans la direction (Θ, ϕ) le long d'un cercle d'angle d'ouverture Θ (de l'ordre de 40 degrés pour Archeops et 90 degrés pour Planck). La température du CMB sur ce cercle peut se décomposer de la façon suivante [79] :

$$\alpha_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T(\Theta, \phi) e^{-im\phi} d\phi \quad (10.1)$$

où les α_m peuvent également s'écrire (cf. eq. 1.28) sous la forme :

$$\alpha_m = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} a_{\ell m} \mathcal{P}_{\ell m}(\Theta) . \quad (10.2)$$

Les $\mathcal{P}_{\ell m}(\Theta)$ sont les polynômes de Legendre associés définis à partir des polynômes de Legendre, $P_{\ell|m|}$, par :

$$\mathcal{P}_{\ell m}(\Theta) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} P_{\ell|m|}(\cos \Theta) \quad (10.3)$$

$$= (-1)^{|m|} \mathcal{P}_{\ell|m|}(\Theta) . \quad (10.4)$$

Dans les scénarios inflationnaires, les coefficients $a_{\ell m}$ sont des variables aléatoires gaussiennes [4] et nous pouvons alors écrire la relation de fermeture :

$$\langle \alpha_m \alpha'_m \rangle = \Gamma_m \delta_{mm'} \quad (10.5)$$

Le spectre de Fourier défini par les Γ_m est ainsi l'équivalent sur les cercles du spectre C_ℓ sur la sphère. Nous pouvons aussi, dans le cas d'un détecteur parfait (pas d'effet de lobe, pas de bruit, pas d'effet de constante de temps...), écrire la relation :

$$\Gamma_m = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} C_\ell \mathcal{P}_{\ell m}^2(\Theta) . \quad (10.6)$$

Dans ce cas, les Γ_m suivent une loi de probabilité de χ^2_2 liée à la variance cosmique : elle est illustrée par la figure 10.1 qui présente les résultats du calcul des spectres des $m\Gamma_m$ obtenus à partir de 100 simulations des anisotropies du CMB différentes (sans bruit) pour lesquelles nous avons appliqué l'analyse décrite à la section 10.4.

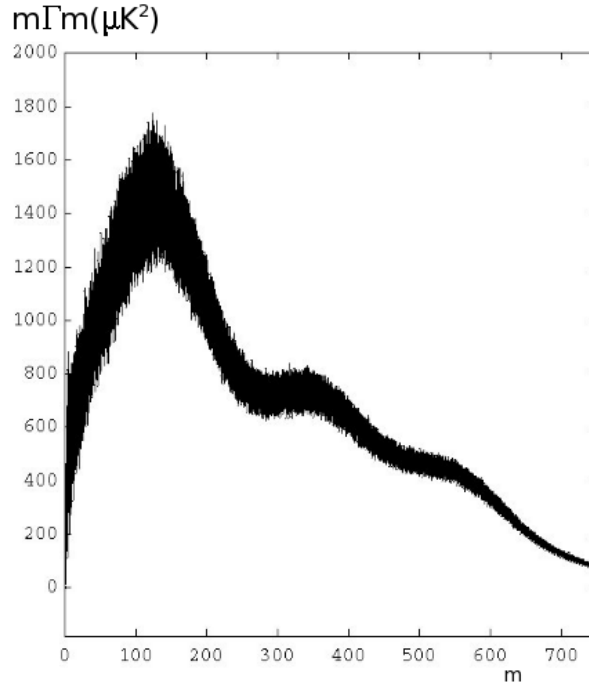


Figure 10.1 : Illustration de la variance cosmique sur le spectre des $m\Gamma_m$ reconstruit pour une centaine de simulations du vol KS3 d'Archeops (même couverture du ciel, même échantillonnage).

10.1.1 Effet des constantes de temps, et filtrage

Le spectre que nous mesurons, en analysant la transformée de Fourier du signal sur les cercles, nous amène à mesurer un "pseudo"-spectre, Γ'_m , à partir duquel nous pouvons accéder au spectre des Γ_m du CMB en déconvoluant des effets instrumentaux tels que les constantes de temps, le filtrage ou encore les lobes.

Nous pouvons estimer analytiquement l'effet d'une constante de temps, τ . Il a été démontré dans [79] qu'elle introduit un facteur multiplicatif sur les Γ_m . Nous mesurons alors :

$$\Gamma'_m = \Gamma_m A_m \quad (10.7)$$

où la fonction de transfert A_m s'exprime de la façon suivante :

$$A_m = \frac{1}{1 + (2\pi f_{spin}\tau)^2 m^2} , \quad (10.8)$$

f_{spin} est la fréquence de rotation de la nacelle ou du satellite. Notons que A_m est indépendante de l'angle d'ouverture.

Dans le cas d'Archeops, les données en temps que nous analysons ont été déconvoluées des constantes de temps, nous n'effectuons donc pas cette correction. Par contre à tout traitement du signal correspond une fonction de transfert de filtrage, notée F_ℓ , dont il faut tenir compte dans l'analyse et qui intervient de la façon suivante :

$$\Gamma_m = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} C_\ell F_\ell B_\ell^2 P_{\ell m}^2(\Theta) . \quad (10.9)$$

Elle est illustrée par la figure 10.2 dans le cas de l'analyse d'Archeops [77].

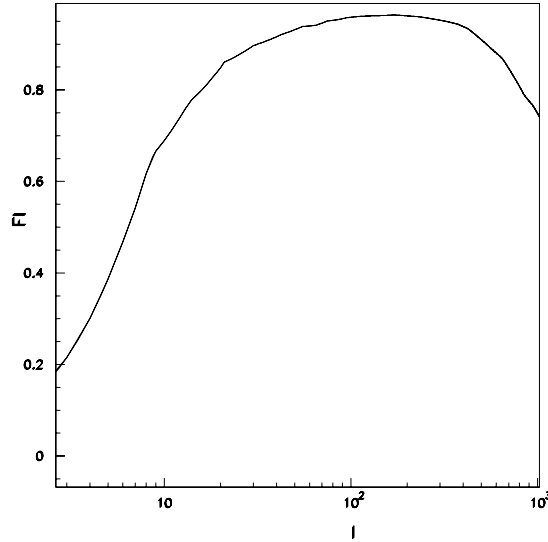


Figure 10.2 : Illustration de la fonction F_ℓ dans le cadre d'Archeops [77].

10.1.2 Effet du lobe sur l'analyse

Equations

L'effet d'un lobe gaussien symétrique se traduit sur une analyse en C_ℓ par l'introduction de facteurs B_ℓ^2 tels que :

$$C(\Theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell} (2\ell + 1) C_\ell B_\ell^2 P_\ell(\cos(\Theta)) \quad (10.10)$$

où

$$B_\ell \simeq \exp\left(-\frac{\ell(\ell+1)}{16 \ln 2} \alpha_{beam}^2\right) , \quad (10.11)$$

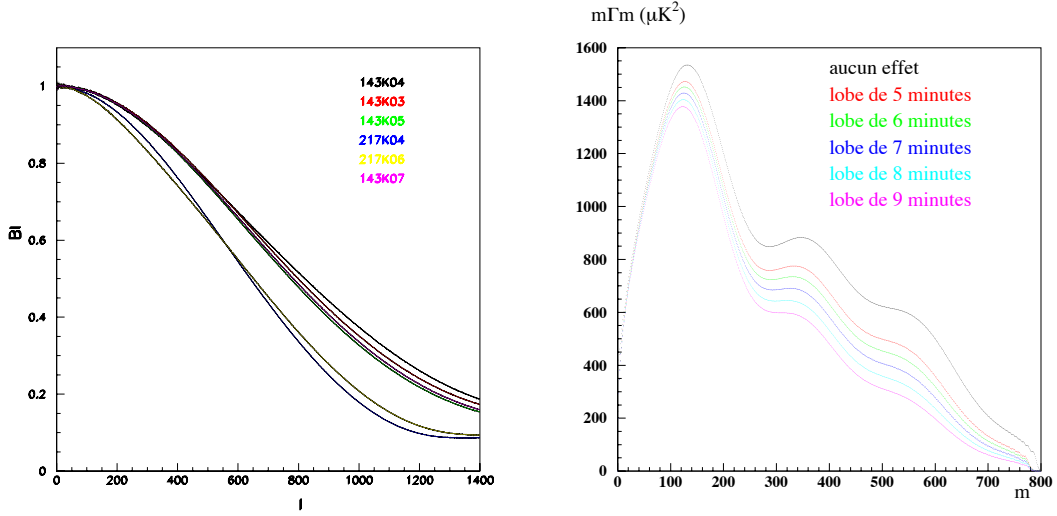


Figure 10.3 : A gauche : fonctions B_ℓ d’Archeops correspondant aux 5 bolomètres les plus sensibles. A droite, pour un modèle cosmologique donné, effet de lobes symétriques de différentes résolutions sur le spectre $m\Gamma_m$.

dans ce cas α_{beam} est la largeur à mi hauteur de la gaussienne décrivant le lobe. A titre d’exemple, nous montrons les fonctions B_ℓ d’Archeops (KS3) sur la figure 10.3 à gauche [77].

Dans l’espace des Γ_m dans le même cas de figure, l’effet du lobe se répercute simplement en écrivant :

$$\Gamma_m = \sum_{\ell=|m|}^{\infty} C_\ell B_\ell^2 \mathcal{P}_{\ell m}^2(\Theta) \quad (10.12)$$

Correction empirique

Nous illustrons sur la figure 10.3 à droite l’effet sur de plusieurs tailles de lobes un même spectre de $m\Gamma_m$ (nous supposons ici un lobe gaussien). Nous remarquons qu’une méconnaissance de la FWHM aurait un impact dès le premier pic sous la forme d’une perte de puissance qui s’amplifie vers les hauts m .

Nous pouvons chercher à déterminer “empiriquement” une loi qui nous permettrait de passer d’une courbe de $m\Gamma_m$ avec un effet de lobe à une courbe déconvoluée de cet effet en supposant que nous avons mesuré les paramètres du lobe indépendamment. Pour ce faire nous étudions plusieurs modèles cosmologiques pour lesquels on calcule “théoriquement” (via l’équation 10.6) le spectre des $m\Gamma_m$ attendu sans et avec effet de lobe (ici nous prenons une FWHM de 7 minutes d’arc) puis nous comparons les deux. Nous avons ainsi montré que nous pouvions paramétriser le rapport entre le spectre sans effet de lobe et le spectre avec effet, par la fonction :

$$f = 1. + 0.2 \cdot 10^{-5} m + 0.4 \cdot 10^{-5} m^2 - 0.6 \cdot 10^{-8} m^3 + 0.5 \cdot 10^{-11} m^4 . \quad (10.13)$$

En corrigeant ainsi les courbes de $m\Gamma_m$ nous obtenons une erreur relative inférieure au pour mille comme le montrent les figures 10.4 pour deux modèles cosmologiques très différents : nous y illustrons le spectre sans effet de lobe, puis celui avec effet mais corrigé à l’aide de la fonction 10.13 ainsi que l’erreur relative résiduelle).

Cette modélisation reste valide tant que les erreurs systématiques qui y sont liées sont très petites devant les erreurs statistiques, ce qui est largement le cas pour Archeops.

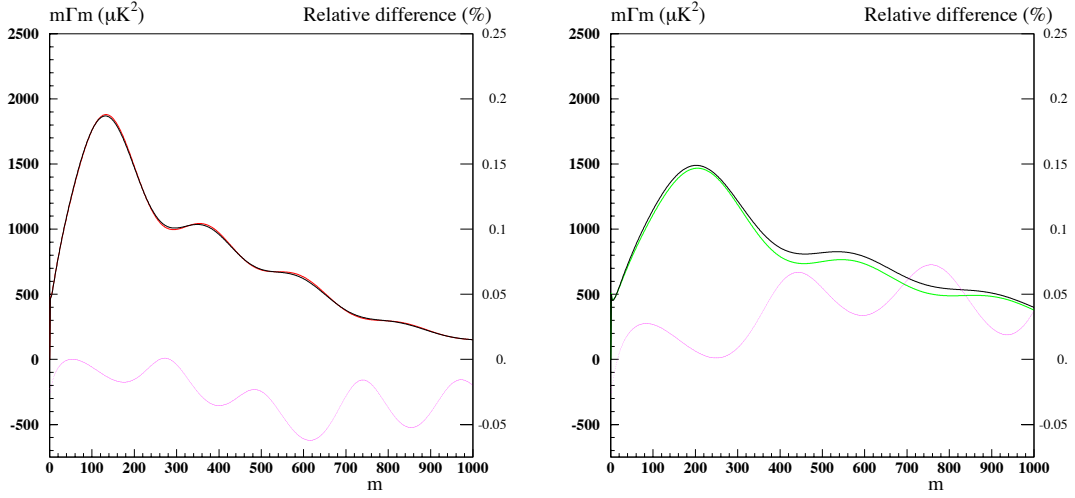


Figure 10.4 : Illustration de la reconstruction du spectre des $m\Gamma_m$ pour deux modèles cosmologiques distincts après application de la formule 10.13 pour corriger de l'effet d'un lobe de 7 minutes d'arc : chaque figure montre en noir le spectre d'origine, en vert celui pour lequel nous avons appliqué puis corrigé de l'effet de lobe et en rose nous montrons l'erreur relative entre les 2 courbes (l'échelle en pourcent est alors indiquée sur la droite).

10.2 Γ_m et C_ℓ

Nous avons vu par la relation 10.6 que Γ_m et C_ℓ étaient étroitement liés. Il est a priori simple de passer dans l'espace des Γ_m à partir des C_ℓ . Reste que cette méthode d'analyse par la transformée de Fourier est restée longtemps inutilisée pour deux raisons :

- * comment pouvons-nous combiner les mesures provenant de plusieurs détecteurs sachant que les Γ_m sont liés à un angle d'ouverture Θ donné, lui-même relié à la position d'un bolomètre dans le plan focal de l'instrument ?
- * une fois que nous avons les Γ_m comment pouvons-nous remonter aux C_ℓ (sachant que la somme porte sur tous les ℓ et que beaucoup ne sont pas accessibles pour des raisons instrumentales) ?

Cette section tente de répondre à ces deux questions (pour la seconde au moins dans le cas d'un détecteur parfait). Elle résume les résultats principaux de [78] que nous réutiliserons dans la suite de ce chapitre.

10.2.1 Invariance d'échelle

Le point de départ de l'analyse qui suit est que nous avons remarqué que le produit $m\Gamma_m$ était fonction de la variable réduite $\mu = \frac{m}{\sin \Theta}$.

Détermination empirique

Cette loi d'invariance est illustrée par la figure 10.5 à gauche sur laquelle nous présentons en gris un spectre $m\Gamma_m$ pour $\Theta = 40^\circ$, et en noir le spectre obtenu à partir du même ciel pour $\Theta = 90^\circ$. Ces spectres ont été obtenus à partir de la courbe $\ell(\ell+1)C_\ell/4\pi$ de l'encadré en haut à gauche. Les triangles noirs superposés montrent un sous-échantillonnage du premier spectre avec une abscisse multipliée par un facteur $\sin(90^\circ)/\sin(40^\circ) = 1.556$. Nous observons que la loi d'invariance semble vérifiée avec une grande précision loin dans le spectre.

Cherchons dans un premier temps à déterminer les $m\Gamma_m$ pour un angle de $\Theta = 90^\circ$ alors que l'observation nous donne accès à $\Theta = 20, 30, 40$, et 60° , et comparons les résultats obtenus pour vérifier la

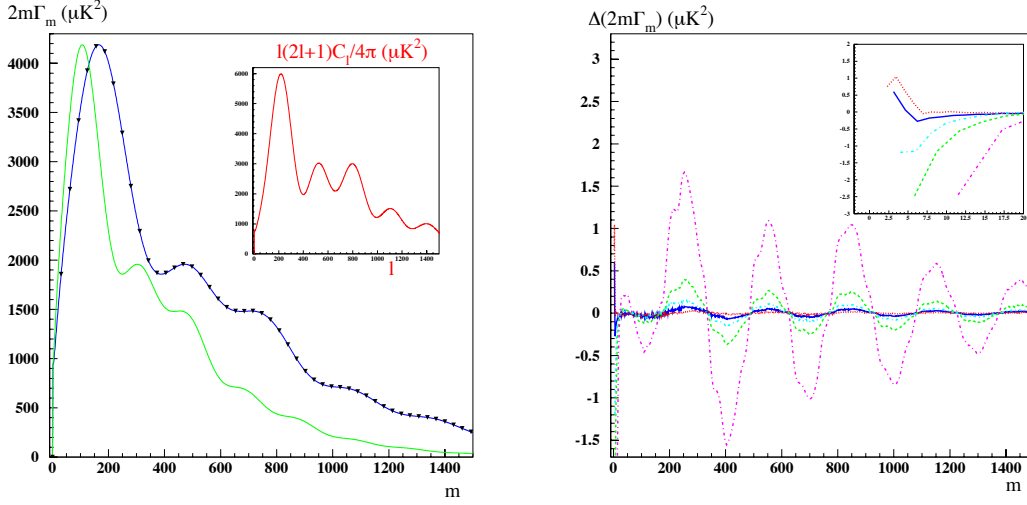


Figure 10.5 : Figure de gauche : Spectres $m\Gamma_m$ correspondant au spectre $\ell(\ell+1)C_\ell/4\pi$ de l'encadré en haut à droite, pour un angle $\Theta = 40^\circ$ (en gris), $\Theta = 90^\circ$ (en noir) et pour $\Theta = 40^\circ$ en appliquant la transformée d'échelle - cf. texte - (triangles noirs). Figure de droite : différence en absolue des spectres $\Theta = 20, 30, 40, 60^\circ$ transformés d'échelle avec le spectre à 90° (plus petit est l'angle Θ plus grandes sont les oscillations de la figure). L'encadré en haut à droite montre le démarrage de la courbe à bas m .

validité de la loi d'invariance d'échelle. Il est à noter que, pour pouvoir effectuer une telle comparaison, il faut interpoler les courbes $\Theta < 90^\circ$ une fois les abscisses recalculées puisque leurs nouvelles abscisses ne sont en général pas des valeurs entières.

La figure 10.5 présente à droite la différence absolue entre les spectres ainsi obtenus et le spectre à $\Theta = 90^\circ$. Nous remarquons que plus l'écart par rapport à 90° est grand, plus grande est la différence entre les spectres. Elle reste toutefois inférieure à $2\mu K^2$ sur tout le domaine en m . Le calcul diverge à petit m ($m < 2/\sin \Theta$) comme le montre l'encadré en haut à droite de la figure de droite.

Dans la mesure où nous cherchons à combiner les mesures des bolomètres d'un même plan focal, donc avec des angles d'ouverture dont la différence n'excède pas quelques degrés, nous pouvons utiliser cette loi avec une précision plus grande que 0.01%.

Interprétation géométrique

Partant du principe que le spectre des Γ_m est la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation sur le cercle du signal, plaçons nous dans le cadre de cette fonction que nous noterons $A(\delta\phi, \Theta)$ dans la suite : $\delta\phi$ étant la différence de phase entre deux points du cercle étudié.

La séparation angulaire entre ces deux points sur une sphère unité s'écrit :

$$\delta\Psi = 2 \arcsin(\sin \Theta \sin \frac{\delta\phi}{2}) \quad (10.14)$$

qui, pour de petits $\delta\phi$ donne :

$$\delta\Psi \simeq \sin \Theta \sin \delta\phi. \quad (10.15)$$

Or nous avons par ailleurs la relation :

$$A(\delta\phi, \Theta) = A(\delta\Psi, \frac{\pi}{2}). \quad (10.16)$$

Si nous prenons la transformée de Fourier de cette équation nous obtenons :

$$\Gamma_m(\Theta) = \frac{1}{\sin \Theta} \Gamma_{\frac{m}{\sin \Theta}}(\pi/2) \quad (10.17)$$

et nous retrouvons la loi d'invariance. De plus, sachant que la circonférence de la sphère unité est de $2\pi \sin \Theta$, l'harmonique de Fourier d'ordre m correspond à une structure sur le ciel de taille $\frac{2\pi \sin \Theta}{m}$.

Interprétation analytique

En utilisant des approximations des fonctions de Legendre, on peut écrire [78] :

$$m\Gamma_m(\Theta) \simeq \frac{1}{4\pi^2} \int_{m/\sin \Theta}^{\ell_{max}} \mathcal{C}(\ell) \frac{2\ell + 1}{\sqrt{(\ell/(m/\sin \Theta))^2 - 1}} d\ell \quad (10.18)$$

Ce qui montre que le produit $m\Gamma_m$ ne dépend que de la variation de la variable $m/\sin \Theta$.

10.2.2 Reconstruction des C_ℓ

Afin de comparer les résultats obtenus par une analyse du spectre de Fourier et une analyse par les C_ℓ (que nous trouvons plus couramment dans la littérature), nous cherchons à déduire une estimations des C_ℓ à partir des Γ_m mesurés. Dans un premier temps nous nous plaçons dans le cas où l'angle d'ouverture du cercle est maximale ($\Theta = 90^\circ$) puis nous élargirons la méthode à $\Theta < 90^\circ$.

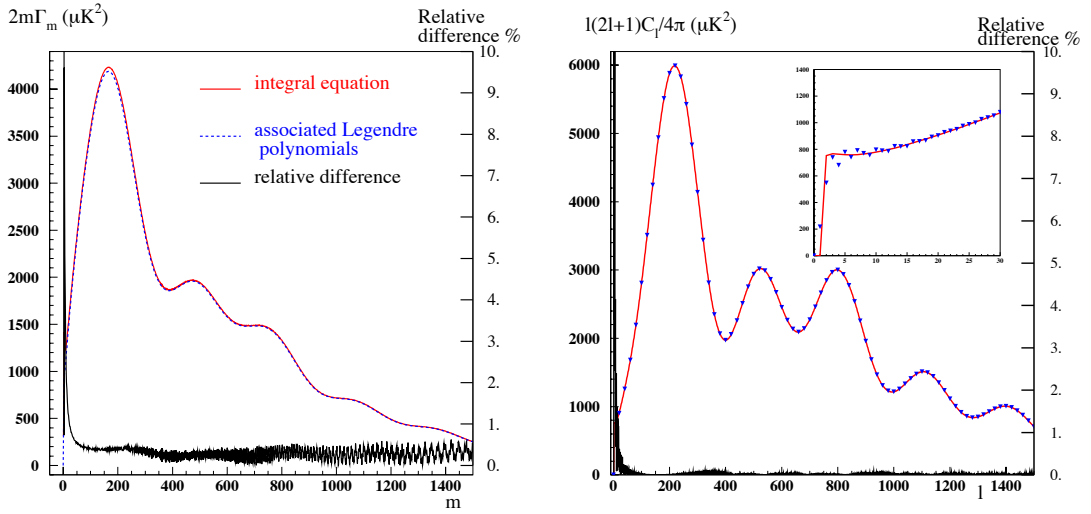


Figure 10.6 : Reconstruction des C_ℓ à partir des spectres de Γ_m . Figure de gauche : modèle analytique pour un angle de 90° . Figure de droite : modèle numérique pour un angle de 40° .

Le cas $\Theta = 90^\circ$

Deux voies peuvent être suivies pour reconstruire les C_ℓ : l'une analytique et l'autre numérique. Dans le premier cas, nous montrons que la relation 10.6 s'inverse, moyennant quelques approximations, donnant :

$$C_\ell = -8\pi \frac{\ell}{2\ell + 1} \int_0^{\cosh^{-1}(\ell_{max}/\ell)} \Gamma'(\ell \cosh x) dx \quad (10.19)$$

où Γ' est la dérivée de $\Gamma(x)$ par rapport à x , où x est défini par $\ell = m \cosh x$ et où la fonction $\Gamma'(m)$ est interpolée à partir des coefficients Γ'_m mesurés. Pour exemple, pour une interpolation de la forme :

$$\Gamma(m) = \sum_{i=0}^{\ell_{max} \sin \Theta} \Gamma_i f(m-i), \quad f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad \sigma \simeq 1, \quad (10.20)$$

nous obtenons les distributions portées sur la figure 10.6 à gauche. La différence relative entre le spectre C_ℓ de départ et celui reconstruit est inférieure au pourcent.

Nous pouvons également résoudre le problème numériquement, en utilisant simplement le fait que l'équation 10.6 peut se réécrire sous forme matricielle [80][78] :

$$\vec{\Gamma} = \mathbf{P}(\mathbf{0}) \times \vec{C}, \quad \mathbf{P}(\mathbf{0})_{ij} = [\mathcal{P}_{ji}(\mathbf{0})]^2, \quad (10.21)$$

avec :

$$P_{\ell m}(0) = \frac{2^m}{\sqrt{\pi}} \cos\left[\frac{\pi}{2}(\ell+m)\right] \frac{(\ell/2+m/2)!}{(\ell/2-m/2)!}. \quad (10.22)$$

La matrice $\mathbf{P}(\mathbf{0})$ est par définition inversible.

Le cas $\Theta < 90^\circ$

Dans le cas d'un angle d'ouverture plus petit, le cas est plus compliqué car le spectre de Fourier ne contient pas toute l'information contenue dans les C_ℓ : en effet intuitivement déjà nous imaginons bien que plus l'angle d'ouverture est petit, moins nous avons accès aux grandes structures. Cela se traduit par le fait que :

- * la fonction $m\Gamma(m, \Theta)$ ne peut être mesurée qu'à partir de $m/\sin \Theta = 1$
- * toutes choses égales par ailleurs, l'échantillonnage en m des Γ_m est moins précis quand Θ diminue puisque la valeur maximale des ℓ que nous pouvons obtenir est en $m_{max} = \ell_{max} \sin \Theta$.

De la même façon que précédemment nous pouvons suivre la voie analytique ou la voie numérique pour résoudre le cas $\Theta < 90^\circ$.

Sur le plan analytique, nous remplaçons dans l'équation 10.19 la dérivée $\Gamma'(\ell \cosh x)$ par la dérivée par rapport¹ à m de :

$$\tilde{\Gamma}(m) = \sin \Theta \sum_{i=1}^{\ell_{max} \sin \Theta} \Gamma_i f(m \sin \Theta - i). \quad (10.23)$$

Sur le plan numérique, le principe est le même, nous utilisons la loi d'invariance d'échelle et nous calculons les $\tilde{\Gamma}(m')$ qui correspondent à un angle de 90° :

$$\tilde{\Gamma}(m') = \sin \Theta \Gamma(m' \sin \Theta, \Theta) \quad (10.24)$$

et nous limitons le nombre de coefficients pour l'inversion de la matrice à ceux pour lesquels nous avons de l'information, à savoir que m' est compris entre le plus proche entier plus grand que $1/\sin \Theta$ et ℓ_{max} . Nous avons alors :

$$\vec{C} = \mathbf{P}(\mathbf{0})^{-1} \vec{\Gamma}. \quad (10.25)$$

Le résultat obtenu est présenté sur la figure 10.6 à droite pour un angle de 40° . La différence relative entre le spectre reconstruit (triangle noirs) et le spectre de départ (courbe noire sous-jacente) est de l'ordre de 0.2% pour $\ell > 50$. Pour $\ell \geq 3$, cette différence reste inférieure à 10%, ce qui est bien en deçà de la variance cosmique. Pour un angle de 80° l'accord est meilleur que le % pour toutes les valeurs de ℓ .

¹Dans ce cas au cours de l'interpolation on augmente le σ d'un facteur $1/\sin \Theta$.

10.2.3 Conclusion

Nous pouvons donc combiner simplement les spectres de Γ_m obtenus à partir de plusieurs détecteurs grâce au facteur d'échelle défini dans cette section (cf. Eq. 10.17) avec des erreurs systématiques négligeables. De plus dans le cas d'un détecteur non bruité nous pouvons reconstruire un spectre de C_ℓ même pour des angles d'ouverture différents de 90° . Toutefois ceci est au prix d'une perte d'information sur les premiers ℓ pour des angles d'ouverture Θ petits.

10.3 Effets systématiques

Avant de passer à l'extraction du signal des anisotropies du fond diffus cosmologique, nous pouvons nous intéresser à la décomposition de Fourier du signal sur les cercles et notamment au comportement en fonction du numéro du tour (ou du cercle) des coefficients de cette décomposition. Nous allons voir dans cette section ce que la transformée de Fourier du signal sur les cercles peut nous apprendre sur les effets systématiques.

Nous avons mené à bien l'exercice sur le vol Archeops KS2 pour lequel les données étaient entachées d'un effet systématique important pratiquement synchrone avec la rotation du ballon que nous appelons dans la suite le "parasite".

10.3.1 Signal en phase

La couverture du ciel lors de ce vol était très chahutée à cause de forts vents dans la stratosphère. Nous avons donc, dans une première étape du traitement du signal, chercher à rééchantillonner les données régulièrement en phase. Nous mesurons le signal

$$S_i = S(\phi_i) \quad (10.26)$$

et nous cherchons à calculer \tilde{S}_k tel que :

$$\tilde{S}_k = S(\varphi_k) \quad (10.27)$$

où φ_k représente un ensemble de valeurs de phase auxquelles nous voulons estimer le signal : $\varphi_k = k\delta\phi$ où $\delta\phi$ indique la résolution recherchée.

Nous avons procédé pour ce faire en écrivant [81] :

$$S(\phi_i) = \sum_{k=1}^{N_{par}} P_k U\left(\frac{\phi_i - \varphi_k}{\delta\phi}\right) \quad (10.28)$$

où :

- * $U(x)$ est une fonction de base de la forme :

$$U(x) = \text{sinc}\pi x \exp \frac{-x^2}{2\sigma^2} \quad (10.29)$$

Cette fonction permet de ne pas générer de signal à haute fréquence.

- * P_k est un ensemble de paramètres à estimer (par minimisation de χ^2 par exemple),
- * N_{par} est le nombre de paramètres à estimer en fonction de la résolution $\delta\phi$ que nous cherchons à obtenir.

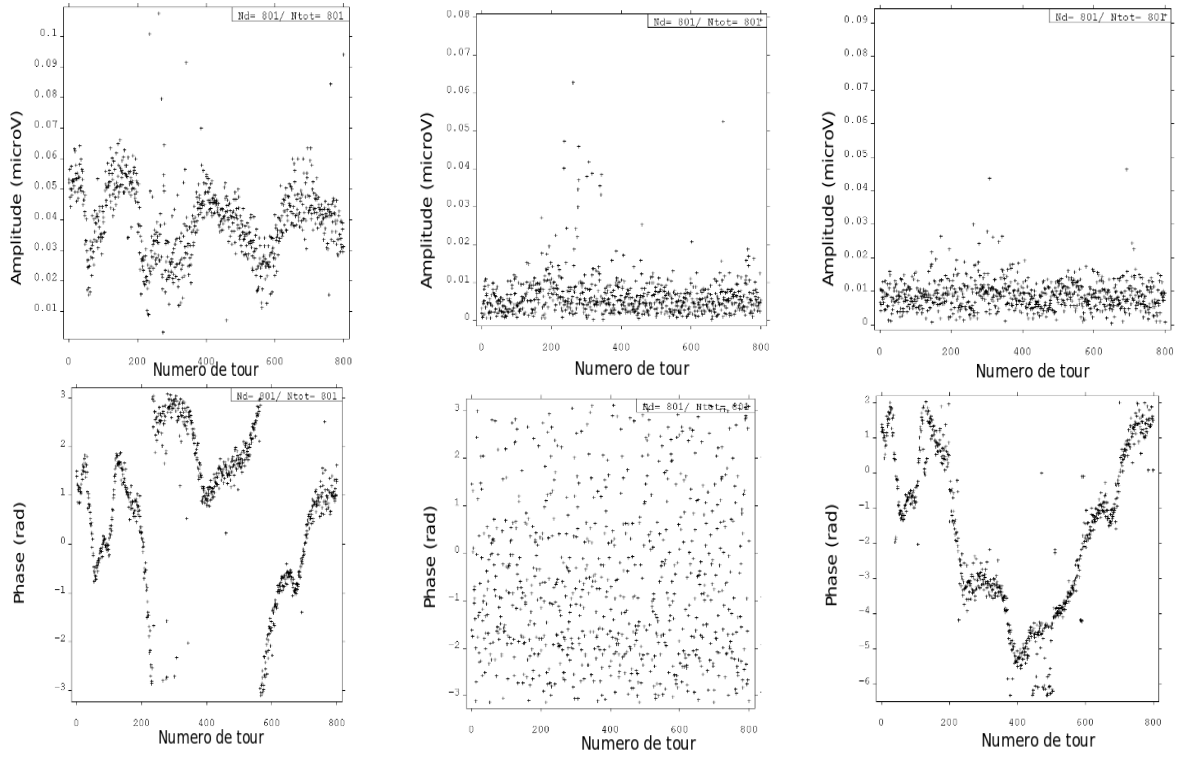


Figure 10.7 : Illustration des formes des amplitudes et des phases des trois premières harmoniques en fonction du numéro de tour pour les données d'Archeops (KS2) à 143GHz.

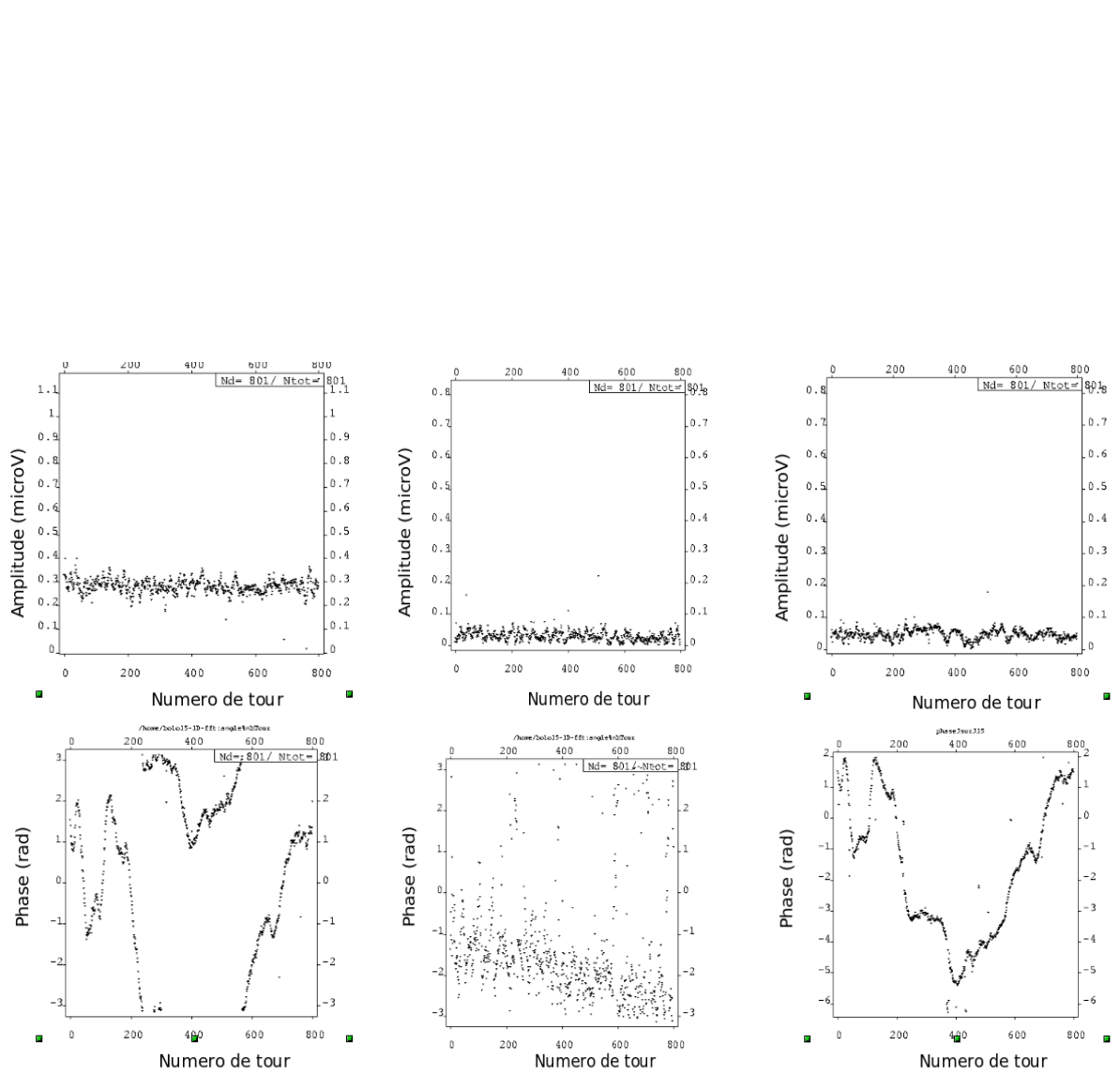


Figure 10.8 : Illustration des formes des amplitudes et des phases des trois premières harmoniques en fonction du numéro de tour pour les données d'Archeops (KS2) à 353GHz.

10.3.2 Décomposition en série de Fourier

Nous procédons alors à l'analyse de Fourier du signal $S(\phi)$ et nous étudions l'évolution tour après tour de l'amplitude et la phase des premières harmoniques. Les figures 10.7 et 10.8 présentent pour les données du vol KS2 d'Archeops les amplitudes et les phases des trois premières harmoniques pour un bolomètre à 143GHz et un autre à 353GHz en fonction du numéro de tour.

Nous observons clairement une structure qui se retrouve à peu près à l'identique entre la première et la troisième harmonique en phase.

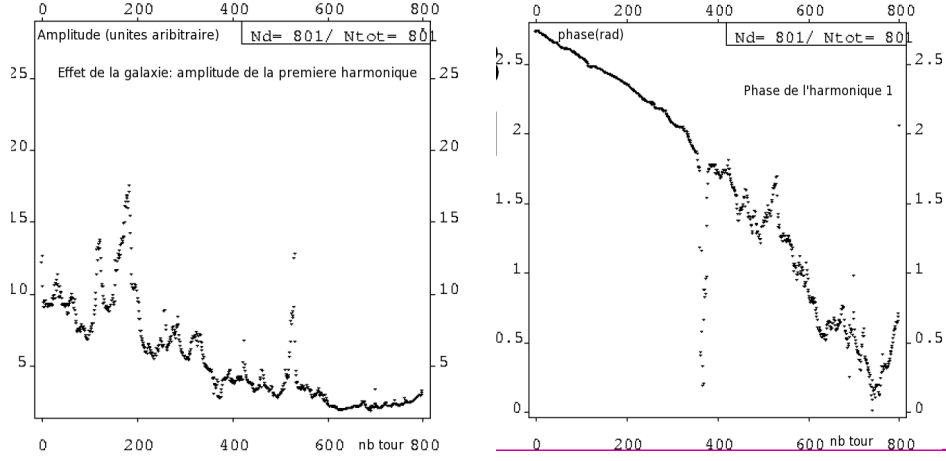


Figure 10.9 : Illustration des formes de l'amplitude de la première harmonique (à gauche) et de sa phase (à droite) pour des données simulées correspondant au signal attendu de la galaxie. (l'unité en amplitude est arbitraire).

Dans ces premières harmoniques la contribution principale provient du dipôle du CMB et de l'émission galactique. Nous pouvons simuler des données en temps correspondant à ces deux phénomènes avec la même couverture du ciel que pour les données Archeops et en utilisant respectivement une simulation du dipôle et des cartes de l'émission galactique [82]. Nous présentons sur les figures 10.9 et 10.10 les structures correspondantes respectivement pour la galaxie et le dipôle : elles ne correspondent pas à ce que nous observons sur les données.

10.3.3 Soustraction des effets systématiques

Comme le signal de physique dominant dans la première harmonique est le dipôle nous pouvons écrire les relations :

$$S^1 \sin(\phi_S^1) = P^1 \sin(\phi_P^1) + D^1 \sin(\phi_D^1) , \quad (10.30)$$

$$S^1 \cos(\phi_S^1) = P^1 \cos(\phi_P^1) + D^1 \cos(\phi_D^1) , \quad (10.31)$$

où les indices "D" correspondent à la contribution du dipôle, "P" au signal parasite et "S" au signal mesuré et où l'exposant 1 indique que nous nous intéressons à la première harmonique. Sachant que le dipôle ne contribue pas au signal de la troisième harmonique (et en négligeant la contribution de la galaxie à ce stade), nous en déduisons que la contribution à la structure en phase de l'harmonique 3 est complètement due au parasite. Nous pouvons donc supposer que $\phi_P^1 \simeq \phi_S^3$. Nous pouvons alors résoudre les équations 10.30 et 10.31 tour par tour et en extraire la contribution relative du parasite et du dipôle sur les données en temps présentées sur la figure 10.11 (la contribution du dipôle est estimée par simulation comme nous l'avons vu précédemment).

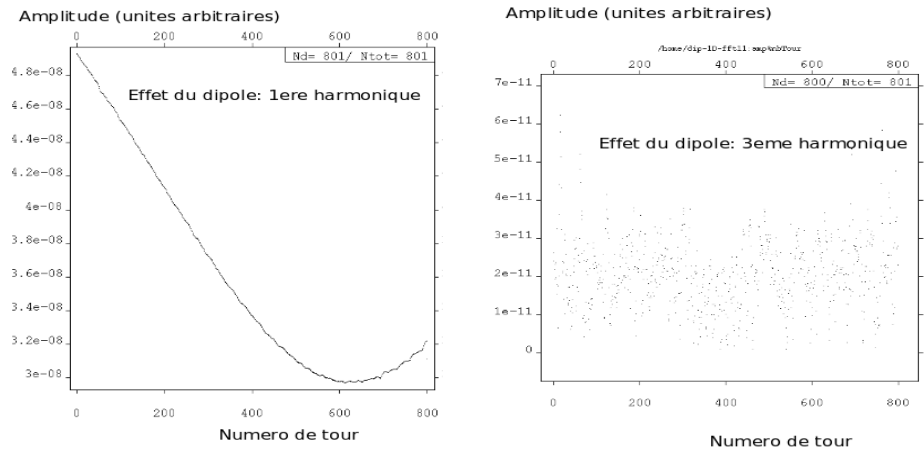


Figure 10.10 : Illustration des formes des amplitudes de la première (à gauche) et de la troisième harmonique (à droite) pour des données simulées correspondant au signal attendu du dipôle. (l'unité en amplitude est arbitraire).

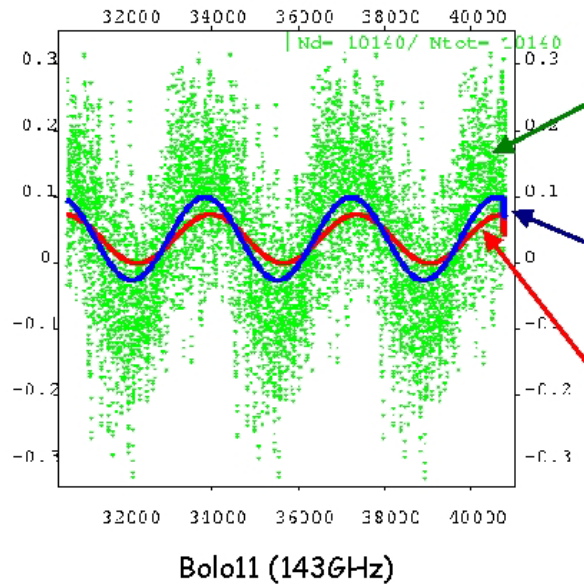


Figure 10.11 : Illustration de la reconstruction du signal parasite en μV (en bleu correspondant à la deuxième flèche) et du dipôle (en rouge, la flèche la plus en bas) superposé aux données en temps (obtenues après filtrage et interpolation).

La décomposition du signal en série de Fourier nous permet donc de visualiser et de séparer certains effets notamment ceux synchrones avec la rotation de la nacelle dans les premières harmoniques. Dans le cadre de la collaboration, il a été démontré que le signal parasite était dû au réchauffement de l'étage à 10K lié à un apport de chaleur dû à la réflexion de l'image du ballon sur l'optique froide (une modification de la chaîne de vol a donc été effectuée pour les vols suivants).

Le spectre de Fourier sur les cercles s'avère donc un outil très utile pour lutter contre les effets systématiques. Elle a été utilisée ici dans un cas extrême par rapport à ce qui est attendu pour Planck. Il s'agit d'une méthode rapide et très simple à mettre en oeuvre pour étudier la stationarité du bruit par exemple dans Planck.

10.4 Analyse des données du vol KS3 d'Archeops

Nous nous concentrons dans la suite sur les données du vol KS3 et montrons ce que nous avons extrait de ces données comme information sur le fond diffus cosmologique par l'analyse des Γ_m . Le spectre des Γ_m a été extrait de deux manières complémentaires : à la fois directement et par l'intermédiaire de la fonction d'auto-corrélation sur les cercles². Les spectres du fond diffus obtenu par ces méthodes pour Archeops ont été publiés dans [83].

Nous utilisons les résultats de la version V4.4 des logiciels du traitement du signal bolométrique auxquels nous avons ajouté une minimisation de la variance du bruit para-scan et cross-scan développée par A. Bourrachot et F. Couchot [70], permettant de réduire, voir effacer les dérives basse-fréquence restantes.

10.4.1 Description de la méthode

Cette fois contrairement aux sections précédentes il s'agit aussi de lutter contre le bruit instrumental. Nous commençons donc par la reconstruction, pour chaque tour i , des composantes $\Sigma_i(t)$ et $\Delta_i(t)$ à partir des données en temps $B(t)$ d'un bolomètre, de la façon suivante :

$$\Sigma_i(t) = B_i(t) + B_{i-1}(\tilde{t}) \quad (10.32)$$

$$\Delta_i(t) = B_i(t) - B_{i-1}(\tilde{t}) , \quad (10.33)$$

où $B_{i-1}(\tilde{t})$ est défini comme la valeur de la mesure du bolomètre au tour $i-1$ qui se trouve le plus proche sur le ciel de l'échantillon $B_i(t)$: nous calculons le produit scalaire du vecteur correspondant au pointage sur le ciel du bolomètre concerné au tour i et au temps t et de tous les vecteurs de pointage correspondant au tour précédent et nous sélectionnons l'échantillon dont l'angle qui les sépare les deux vecteurs est le plus petit. En première approximation $B_i(t)$ et $B_{i-1}(\tilde{t})$ voient le même signal du ciel, leur différence est donc dominée par le bruit (non corrélé) expérimental qu'elle permet d'estimer. Un point fort de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas de modèle de bruit (et donc ne demande pas de faire de simulations nombreuses et coûteuses en temps de calcul) puisque la contribution du bruit est directement extrait des données elles-mêmes.

Nous avons préalablement sélectionné les données "propres" (nous avons retiré les bouffées de bruit et les glitches qui ont été étiquetés en amont de la chaîne de traitement du signal [84]). Nous avons également été amenés à éliminer les échantillons dominés par l'émission galactique afin de ne pas être contaminés par les avant plans : nous ne sélectionnons que les données pour lesquels la valeur absolue de la latitude galactique est supérieure à 20 degrés (nous retirons également la zone du Taureau qui correspond à la structure en bas à gauche de la figure 10.12 qui représente la carte du ciel obtenue par Archeops à 143GHz). Pour corriger de ces coupures, en parallèle du calcul de $\Sigma(t)$ et $\Delta(t)$, nous construisons la fonction fenêtre $W(t)$ qui est égale à 1 quand nous avons une donnée utilisable au temps t (i.e. si nous avons retenu les données aux tours i et $i-1$), et 0 autrement.

²Le travail sur la fonction d'autocorrélation a été effectué par O. Perdureau.

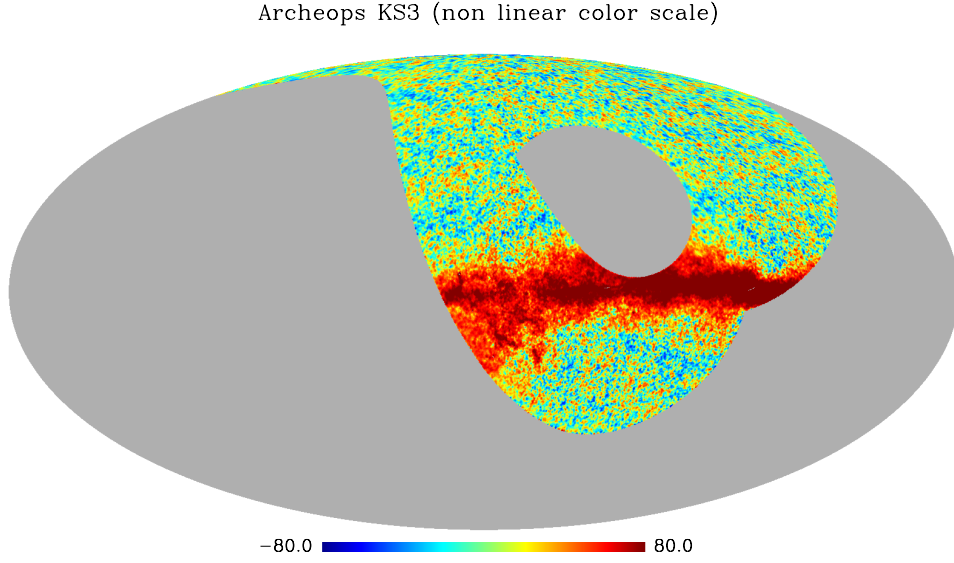


Figure 10.12 : Carte du ciel obtenue par Archeops à 143GHz à l'aide des données du vol KS3

Ensuite, nous calculons pour chaque tour i trois spectres de puissance : $m\Gamma_m^i(\Sigma)$, $m\Gamma_m^i(\Delta)$, et $m\Gamma_m^i(W)$ où $m\Gamma_m^i(\Sigma)$ (resp. Δ , ou W) est l'amplitude du spectre de Fourier de $S_i(t)$ (resp. $N_i(t)$, $W_i(t)$). Nous déconvoluons ensuite de l'effet de la fonction fenêtre :

$$\Gamma_m^i(\Sigma) = \tilde{\Gamma}_m^{-1}(W)\Gamma_m^i(\Sigma) , \quad (10.34)$$

$$\Gamma_m^i(\Delta) = \tilde{\Gamma}_m^{-1}(W)\Gamma_m^i(\Delta) , \quad (10.35)$$

où $\tilde{\Gamma}_m^{-1}(W)$ est l'inverse de la moyenne des $\Gamma_m^i(W)$.

Nous pourrions rééchantillonner $B_i(t)$ régulièrement en phase comme nous l'avons fait dans la section 10.3 et comme nous procédons pour la fonction d'auto-corrélation, néanmoins nous montrerons (cf. figure 10.13) que, dans le cas où il n'y a pas de bruit instrumental, avec le balayage d'Archeops-KS3, l'erreur liée au fait que nous ne rééchantillonons pas en phase est largement inférieure aux autres erreurs comme la variance cosmique par exemple.

La fonction d'autocorrélation

Dans le cas de l'analyse par l'étude de la fonction d'autocorrélation, nous suivons le même principe sauf que nous remplaçons dans les équations 10.32 et 10.33 le temps t par la phase par rapport à l'axe de rotation du ballon que nous dénotons ϕ dans la suite (nous rééchantillonons donc en phase pour ce calcul). Nous définissons alors deux fonctions d'auto-corrélation :

$$F_S(\tau) = \langle S(\phi)S(\phi + \tau) \rangle \quad (10.36)$$

$$F_N(\tau) = \langle N(\phi)N(\phi + \tau) \rangle \quad (10.37)$$

ce qui nous amène à obtenir la transformée de Fourier (FFT) de la fonction d'autocorrélation pour le CMB (dont la transformée de Fourier est par définition égale aux Γ_m) par :

$$FFT(F_{CMB}) = FFT(F_S) - FFT(F_N) \quad (10.38)$$

Par définition le nombre de points entrants dans le calcul de la fonction d'autocorrélation est exactement le nombre de points de données (il n'y a pas d'effet de fonction fenêtre dans ce cas là et donc pas de correction à apporter en ce sens).

10.4.2 Etudes de simulations

Dans cette section nous nous intéressons à la validation de l'analyse sur des simulations. Celles-ci sont basées sur des cartes avec une pixellisation Healpix avec $N_{\text{side}}=512$ [85] (ce qui correspond à une résolution angulaire par pixel de l'ordre de 7 minutes d'arc.)

Fond Diffus Cosmologique uniquement

Le détecteur est supposé parfait à l'effet de lobe près. Nous génèrons une carte du ciel CMB (sans dipole) à partir d'un modèle de C_ℓ donné et nous simulons le pointage du ciel correspondant au vol KS3 en utilisant les données du senseur stellaire. L'analyse est donc réalisée avec

- * des “cercles” qui ne sont pas exactement des cercles (liés aux balancements de la nacelle via les vents dans la stratosphère),
- * des “cercles” qui ne sont pas échantillonnés régulièrement en phase,
- * et avec des erreurs de pointage résiduelles bien que minimales.

A partir de là nous analysons les données de la même façon que ce qui a été décrit dans la section précédente.

Nous présentons sur la figure 10.13 à gauche le résultat : les courbes noire et bleue correspondent au résultat brut issu de la décomposition en Fourier du signal sur les cercles avant et après correction de l'effet de lobe (comme montré dans la section 10.1.2). Sont superposées les fonctions $m\Gamma_m$ théorique sans (en orange) et avec (en rouge) effet de lobe. Nous remarquons que nous reconstruisons correctement le spectre en utilisant cette analyse. Il est à noter malgré tout un léger effet systématique au niveau du premier creux (vers $m \simeq 300$ dans ce modèle) que nous pouvons comparer notamment à l'erreur estimée de la variance cosmique (cf. figure 10.1) et que l'on négligera donc dans la suite.

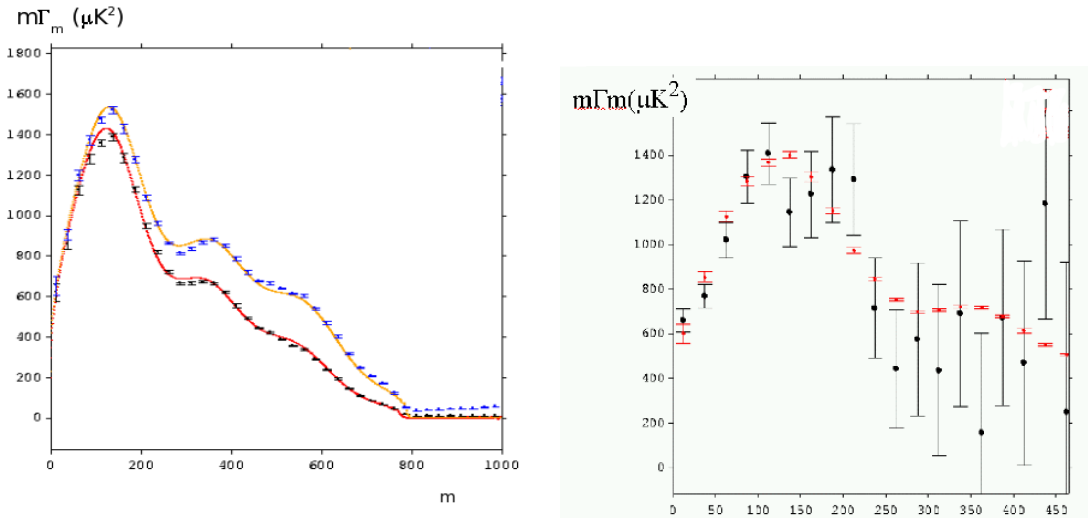


Figure 10.13 : Figure de gauche : Reconstruction des $m\Gamma_m$ à partir d'une simulation CMB seul avec le pointage d'Archeops KS3 et un détecteur sans bruit (mais muni d'un lobe de 7 minutes d'arc). Nous montrons en noir la reconstruction du spectre sans correction du lobe, et en bleu après correction. La fonction en orange correspond au modèle théorique utilisé pour générer la carte du ciel CMB et en rouge le même modèle auquel nous appliquons l'effet d'un lobe gaussien de 7 minutes d'arc. Figure de droite : Reconstruction des $m\Gamma_m$ à partir d'une simulation CMB et bruit blanc correspondant au bruit instrumental : en noir l'analyse avec le bruit et en rouge l'analyse correspondant à du CMB seul (ici aucune correction de lobe n'est appliquée).

Effet du bruit blanc

Nous ajoutons un bruit blanc correspondant à celui mesuré sur les données Archeops (143K03) à savoir : $93 \mu K_{CMB} \sqrt{s}$, (avec un échantillon toutes les 6ms environ). Nous obtenons alors la figure 10.13 à droite où nous présentons en noir le résultat de notre analyse et en rouge le modèle simulé sous-jacent sans correction d'effet de lobe, le tout étant binné par bins de 20 valeurs de m . Avec le niveau de bruit d'Archeops (pour un bolomètre) nous montrons ainsi que la méthode nous permettra de reconstruire le premier pic ainsi que les bas m mais que pour l'accès au second pic les erreurs statistiques restent élevées.

10.4.3 Résultats sur les données

Maintenant que l'analyse est validée sur la simulation (i.e. que nous avons vérifié qu'elle n'apporte pas d'erreur systématique importante), nous nous intéressons à l'analyse des données du vol KS3.

Etude des effets systématiques

Commençons par étudier la forme du spectre de Σ en fonction de m . L'application du traitement décrit ci-dessus nous permet d'obtenir pour les bolomètres 143K01 et 143K03 respectivement les figures 10.14 et 10.15. Nous présentons sur la figure 10.14, la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de $\Sigma(t)$ sur la gauche, et de $\Delta(t)$ sur la droite. La figure 10.15 illustre les deux méthodes (fonction d'autocorrélation en bleu et $m\Gamma_m$ en noir) pour Σ et Δ pour le bolomètre 143K03. La forme de la fonction s'explique par le traitement que nous avons fait subir aux données en temps. La remontée est due à la déconvolution des constantes de temps, la décroissance observée au delà de $m=1500$ provient du filtrage haute fréquence. Les pics correspondent par contre à des signaux parasites. Nous remarquons des effets systématiques différents dans les deux cas (par exemple la hauteur du pic de bruit autour de $m=1200$).

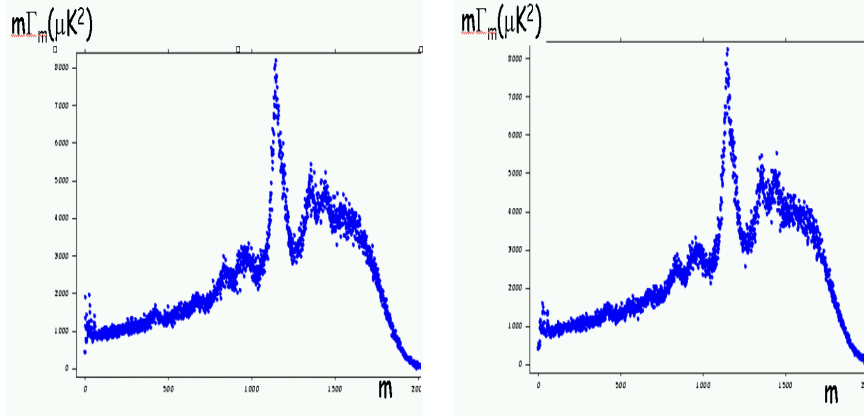


Figure 10.14 : Nous montrons le spectre de la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation pour Σ sur la gauche et sur la droite pour Δ comme définis dans les équations 10.32 et 10.33 pour le bolomètre 143K01.

Il est à noter aussi que les deux analyses (fonction d'autocorrélation et analyse de Fourier sur les cercles) donnent des résultats cohérents comme le montre la figure 10.15.

Comparaison des analyses

Maintenant que nous avons extrait les composantes $\Gamma_m(\Sigma)$ et $\Gamma_m(\Delta)$, il suffit de soustraire les deux pour obtenir le signal du fond diffus. La figure 10.16 (à gauche) montre une comparaison des résultats obtenus en noir pour le spectre de Fourier (après avoir déconvolué de la fonction fenêtre) et en rouge pour

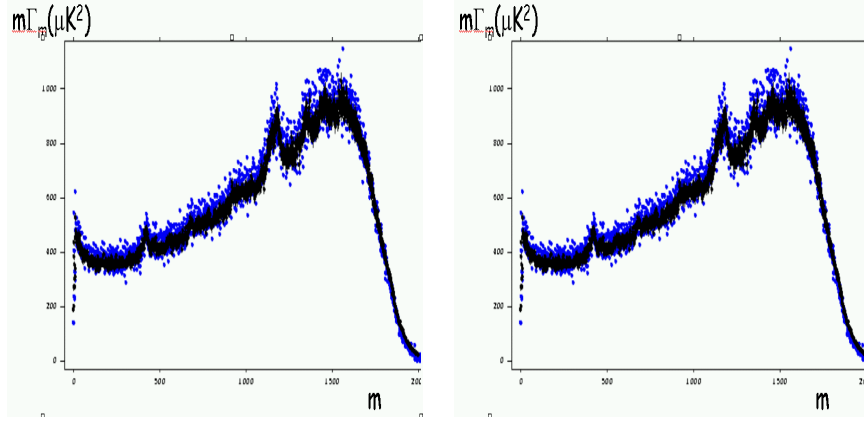


Figure 10.15 : Figure de gauche : Spectres $m\Gamma_m$ pour le Σ et pour Δ comme définis dans les équations 10.32 et 10.33 pour le bolomètre 143K03 (en bleu : résultat de la méthode d'autocorrélation et en noir résultat obtenu par l'analyse de Fourier sur les cercles avant déconvolution de la fonction fenêtre).

la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation. Nous remarquons que les deux analyses sont en très bon accord : non seulement en ce qui concerne les valeurs moyennes mais aussi pour les barres d'erreur.

Pour illustration nous montrons la forme de la fonction d'autocorrélation dans le cas de Σ sur la figure 10.17 (la figure de droite est un zoom sur les valeurs centrales de la figure de gauche).

Combinaison de données

En estimant le niveau de bruit résiduel à haut m ($200 < m < 600$) sur les Γ_m , nous pouvons “classer” les bolomètres par niveau de bruit, simplement en calculant la variance de leur distribution. Nous obtenons les valeurs présentées dans la table 10.18.

bolomètre	$\sigma(\mu K^2)$
143K03	16.9
143K07	34.2
143K05	37.7
143K01	43.3
143K04	69
143T01	128
217K04	22
217K06	29.3
217K02	67.8
217K01	146
217T04	180.1
217K05	193
217K03	1345

Table 10.18 : Pour chaque bolomètre, variance du bruit estimée sur les Γ_m à haut m .

Nous sélectionnons les sept “meilleurs” bolomètres d’après cette table : 143K01, 143K03, 143K04, 143K05, 143K07, 217K04, 217K06. Il est à noter qu’un classement similaire a été effectué dans [84] et aboutit à peu de choses près au même classement (seul le 143K01 n’a pas été sélectionné). Nous pouvons alors en corrigeant des effets de lobes, en prenant en compte l’ouverture des cercles comme nous l’avons

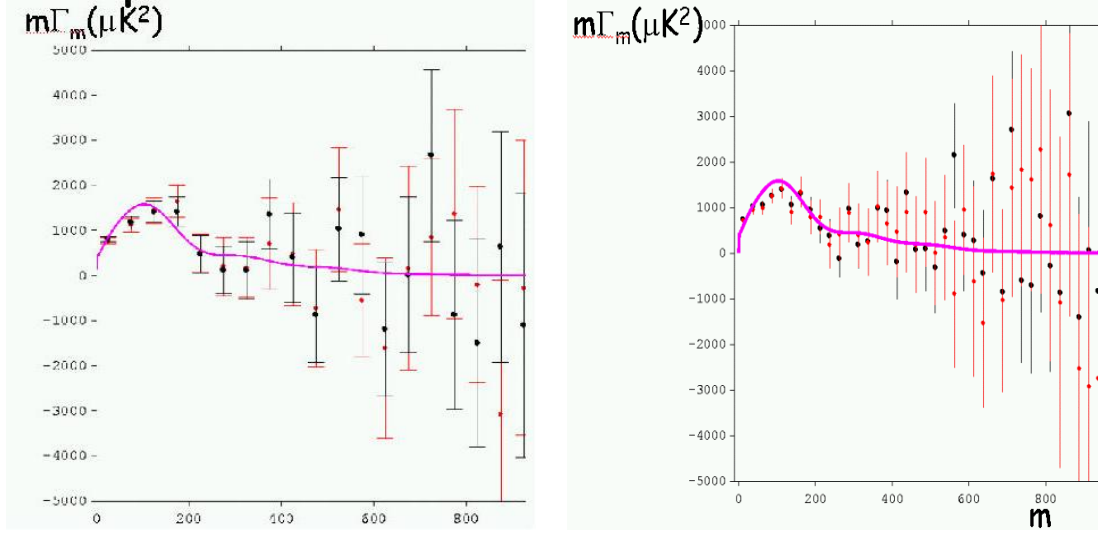


Figure 10.16 : A gauche : $m\Gamma_m$ pour les deux analyses : Fourier (en noir) et fonction d'autocorrélation (en rouge) sur les données Archeops du 143K03. La courbe rose correspond toujours au "best fit model". A droite : $m\Gamma_m$ pour les 7 "meilleurs" bolomètres déterminés dans le tableau 10.18

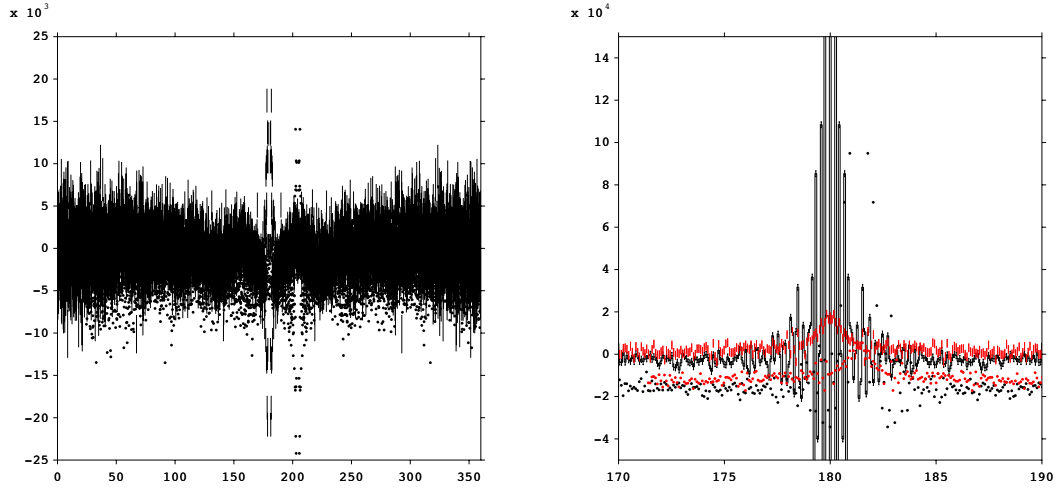


Figure 10.17 : Fonction d'autocorrélation (en μK^2) sur le 143K03 : la figure de droite est un zoom de la figure de gauche. Nous montrons en superposition à droite en plus la forme de la fonction d'auto-corrélation dans le cas d'un ciel CMB pur.

expliqué dans la section 10.2 et en pondérant la contribution de chaque bolomètre au spectre final par l'inverse de la variance du bruit pour combiner leurs spectres. Nous obtenons le spectre de la figure 10.16 à gauche pour laquelle nous n'avons pas fait apparaître les erreurs liées à la variance cosmique. La fonction de filtrage F_ℓ n'est pas prise en compte, puisqu'elle est identique pour tous les bolomètres. Les deux méthodes produisent des spectres comparables, la fonction superposée en traits pleins correspond au “best fit” d'Archeops. Nous pouvons également combiner les mesures des sept “meilleurs” bolomètres : nous obtenons alors la figure 10.16 de droite.

10.4.4 Calcul des C_ℓ

Nous pouvons ensuite revenir aux C_ℓ en effectuant une minimisation de χ^2 (cf. [81]). Nous paramétrisons les C_ℓ à l'aide d'une fonction u du type gaussienne, sous la forme :

$$C_\ell = \sum_j a_j u\left(\frac{\ell - \ell_j}{\Delta}\right) , \quad (10.39)$$

La relation 10.6 peut alors s'écrire :

$$\Gamma_m = \sum_j a_j \sum_{\ell \geq m} u\left(\frac{\ell - \ell_j}{\Delta}\right) (B_\ell F_\ell P_\ell^m(\cos \Theta_b))^2 . \quad (10.40)$$

Nous déterminons ensuite les a_j par minimisation de χ^2 (les résultats de cette section ont été produits en collaboration avec S. Plaszczynski).

Nous montrons sur la figure 10.19 un spectre de C_ℓ reconstruit avec cette méthode à partir d'un spectre de Γ_m calculé sur une carte avec une erreur de mesure attendue de l'ordre de la moitié de celle d'Archeops.

La même analyse a été effectuée sur les données de la figure du bolomètre 143K03 (sur la gauche de la figure 10.20) et sur la combinaison 143K03, 217K04 et 217K06 (sur la droite de la même figure). La courbe de la figure de gauche montre les erreurs à 1 sigma. Les résultats montrés ici sont à prendre avec précaution dans la mesure où la matrice de corrélation entre bins n'est pas diagonale et donc que les erreurs notamment dans la figure de droite ne sont pas comparables aux résultats publiés (bien que les valeurs moyennes le soient). Une étude est en cours pour résoudre ce problème [86].

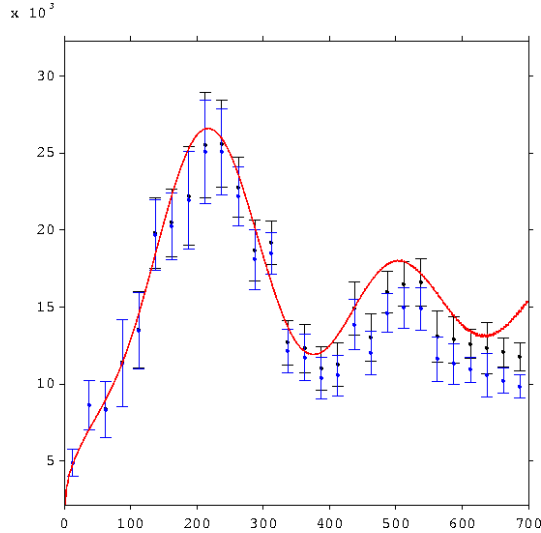


Figure 10.19 : Reconstruction des C_ℓ dans le cas d'un modèle CMB+bruit blanc.

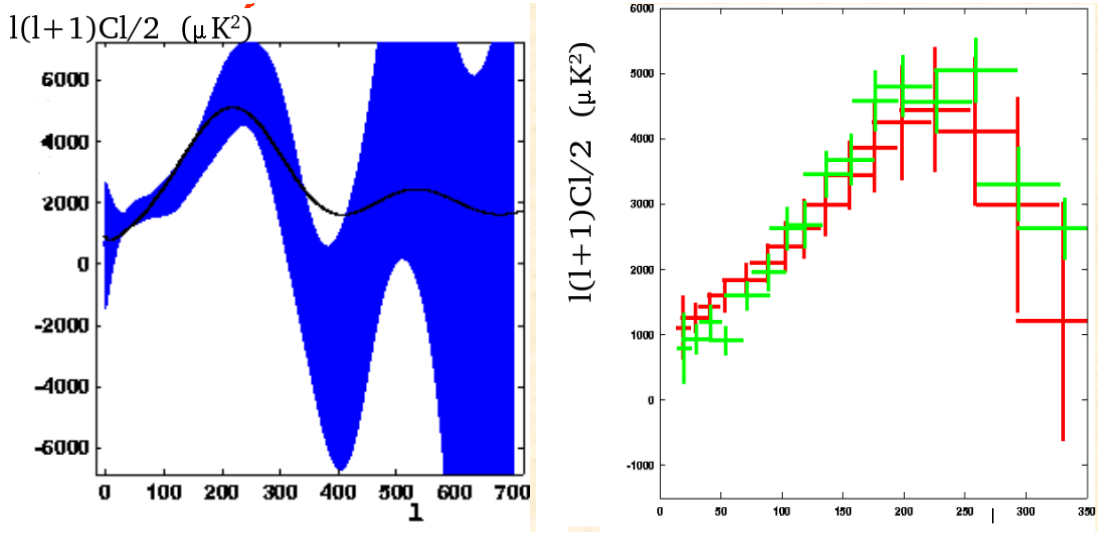


Figure 10.20 : Reconstruction des C_ℓ : à gauche dans le cas du bolomètre 143K03 (en noir on montre la courbe correspondant au best-fit d'Archeops (cf. section 1.3.3)) et à droite pour les bolomètres 143K03, 217K04 et 217K06 (en vert nous montrons les données de [20])

10.5 Conclusion

Nous avons montré que les méthodes de la transformée de Fourier et de la fonction d'autocorrélation sur les cercles permettait d'étudier les effets systématiques qu'ils soient ou non synchrones avec la rotation de la nacelle ou du satellite.

Dans ce chapitre nous avons également montré que l'analyse en Γ_m des données d'Archeops bien que non compétitive avec celle des C_ℓ qui bénéficie de la redondance des cercles sur le ciel sur la plan des erreurs statistiques, permet de vérifier les résultats avec une méthode complètement indépendante (et notamment ne dépendant d'aucun modèle ni aucune simulation pour l'estimation du bruit).

En ce qui concerne l'application à Planck, comme les erreurs statistiques seront beaucoup plus petites sur HFI que sur Archeops (notamment chaque cercle est balayé environ 60 fois), nous nous attendons à ce que cette méthode permette de produire les tous premiers résultats sur le fond diffus (elle ne nécessite pas de traitement évolué de map-making notamment).

Chapitre 11

Snoopy

Rahman Amanullah (Suède) Alexandre Bourrachot (France) Xavier Dupac (France) Magnus Gllfalk (Suède) Thomas Rodriguez Greve (Danemark) Anna Grigorieva (Suède) Hannelore Hmmerle (Allemagne) Sophie Henrot-Versillé (France) Walter Kantor (Autriche) Jacqueline Keane (Irlande) Jens Kettler (Allemagne) Torstein Olsmo Sb (Norvège) Benedicte Selmer (Norvège) et bien sûr : Jean Michel Lamarre (France) Denis Moura (France) Werner Zeilinger (Autriche)

Le présent chapitre est une transcription écrite d'un projet mené en commun avec les personnes dont les noms figurent ci-dessus. Ce projet a été initié lors de l'école d'été d'Alpbach [87] organisée par l'ESA en 2000. Le but de ce travail était de définir une nouvelle mission scientifique dans l'infrarouge (dont les buts et le type d'instrument restait à notre entière imagination), envoyée dans l'espace (à un endroit à définir) avec toutes les contraintes liées à ce type de mission que l'on montrera dans ce chapitre.

Il est à noter que l'instrument a été imaginé autour d'une technologie (ici les matrices de bolomètres) reflétant son statut à un instant t , et ne prétend en aucun cas être à la pointe de l'information dans ce domaine. En contre partie ce chapitre bien que s'intéressant à un sujet différent de celui de Planck et Archeops, permet de montrer, à une petite échelle, comment se conçoit, dans les grandes lignes, une mission scientifique spatiale.

Donc entrons dans le vif du sujet avec la description du projet Snoopy, qui a été présenté au conseil scientifique de l'IAS en novembre 2000. Le but de Snoopy (pour Submm N Observation Of PolarimetrY) est de faire un relevé de tout le ciel dans six bandes de fréquence de $100\mu m$ à $2mm$ avec une résolution angulaire de l'ordre de 50 secondes d'arc utilisant des matrices de bolomètres sensibles à la polarisation. Il est envisagé que la mission dure trois ans sur une orbite terrestre basse avec un mouvement synchronisé avec le soleil¹. Les deux premières années sont dédiées à l'obtention des relevés sur tout le ciel (quatre au total). Au cours de la dernière année il est prévu de travailler en pointant des directions bien précises dans le ciel, permettant, sur des temps d'intégration plus longs, d'effectuer des mesures précises d'objets galactiques et extragalactiques. Du point de vue du budget, l'option choisie est de rentrer dans l'enveloppe d'une mission "flexi" de l'ESA².

11.1 Aspects scientifiques

Les buts de la mission Snoopy sont doubles :

- * Le but premier est de comprendre la structure du milieu interstellaire de la galaxie via une mesure de la polarisation de la poussière.
- * Le second but est de détecter des amas SZ pour mesurer entre autres H_0 .

C'est ce que nous détaillons dans la suite.

¹Le terme adéquat étant Sun Synchronized Low Earth Orbit.

²Une mission dite "flexi" correspond à un budget inférieur à 182 MEuros.

11.1.1 Polarisation de la poussière galactique dans le domaine millimétrique

Notre connaissance actuelle de l'intensité de la poussière galactique dans le milieu interstellaire repose à la fois sur l'extrapolation des données IRAS et DIRBE, et sur les mesures de FIRAS [82]. Par contre nous ne connaissons que très peu de choses sur la polarisation pour des échelles plus grandes que 10 minutes d'arc. Les mesures au sol dans l'infrarouge lointain et le domaine submillimétrique ont jusqu'à présent essentiellement été effectuées vers des nuages moléculaires brillants [88][89][90][91][92], et sont entachées d'erreurs systématiques dues à l'atmosphère de la terre. Il est donc primordial de faire des mesures à grande échelle de la polarisation du milieu interstellaire dans l'infrarouge.

L'intérêt d'étudier la polarisation de ce milieu est double : non seulement nous cherchons à déterminer les champs magnétiques autour des régions de formation des étoiles, comme nous le détaillons ci-dessous, mais en plus, la poussière galactique est un bruit de fond important pour les analyses du fond diffus cosmologique. Une meilleure connaissance de cet avant-plan polarisé nous permettra une analyse plus fine des données CMB polarisées (WMAP, Planck...).

Mais revenons sur le rôle des champs magnétiques dans les régions de formations des étoiles. Leur interaction avec le gaz des dites régions devrait nous apporter des informations sur la façon dont les nuages moléculaires s'effondrent gravitationnellement et forment les étoiles.

On s'attend à ce que l'alignement des grains de poussière (i.e. le pattern de polarisation) soit dicté par les champs magnétiques à grande échelle. En parallèle, le degré de polarisation devrait diminuer quand nous nous approchons du centre des régions de formation des étoiles. Grâce à sa grande couverture du ciel, Snoopy nous permettra de démontrer la dynamique de la formation des étoiles non seulement dans les endroits les plus brillants mais également sur de plus grandes échelles, nous permettant de valider/invalidier les modèles de formations d'amas d'étoiles.

Le fait d'étudier la polarisation dans plusieurs domaines en longueur d'onde devrait nous permettre de distinguer la morphologie des champs magnétiques dans les différentes composantes des nuages à diverses températures, et donc de comprendre les conditions nécessaires à l'alignement des grains de poussière [89]. En s'intéressant aux longueurs d'onde entre 100 et 700 μm , Snoopy apportera des mesures nouvelles et complémentaires aux données existantes du fait même que ces longueurs d'onde ne peuvent être étudiées à partir du sol.

Avec une résolution inférieure à la minute d'arc nous pensons pouvoir détecter dans 5 bandes de fréquences entre 100 et 700 μm environ 10^7 sources extragalactiques.

11.1.2 Les amas SZ

Les mesures de l'effet SZ thermique sont utiles pour estimer la distributions spatiales des riches amas de galaxies et donc mesurer la constante de Hubble [93]

La figure 11.1 montre que l'effet thermique SZ induit une déformation de la loi du corps noir : typiquement une réduction de température dans le domaine de Rayleigh-Jeans et un accroissement à hautes fréquences.

Le nombre de clusters SZ que l'on pense pouvoir déterminer avec la résolution attendue pour Snoopy est de l'ordre de 10^5 (à comparer avec les 10^4 attendus pour Planck) en ajoutant aux cinq bandes entre 100 et 500 μm une sixième bande à 2mm. Compte tenu des bandes de fréquences étudiées grâce à Snoopy nous pourrions à la fois étudier la partie négative et la partie positive du spectre. De plus, avec une résolution angulaire inférieure à 2.5 minutes d'arc, on s'attend à pouvoir étudier la structure des amas, ainsi que mesurer les vitesses particulières (typiquement pour Planck, ces vitesses ne pourront être étudiées que si elles sont de l'ordre de 200 km/s [94]).

11.1.3 Résumé des contraintes sur l'instrument

Avec une résolution angulaire autour de la minute d'arc pour la poussière, et de l'ordre de 2.5 minutes d'arc pour l'effet SZ nous devrions pouvoir atteindre les buts scientifiques définis dans les deux sections précédentes. En ce qui concerne les bandes de fréquences, cinq bandes entre 100 et 700 μm pour la poussière galactique sont envisagées, et une bande supplémentaire à 2mm pour l'effet SZ.

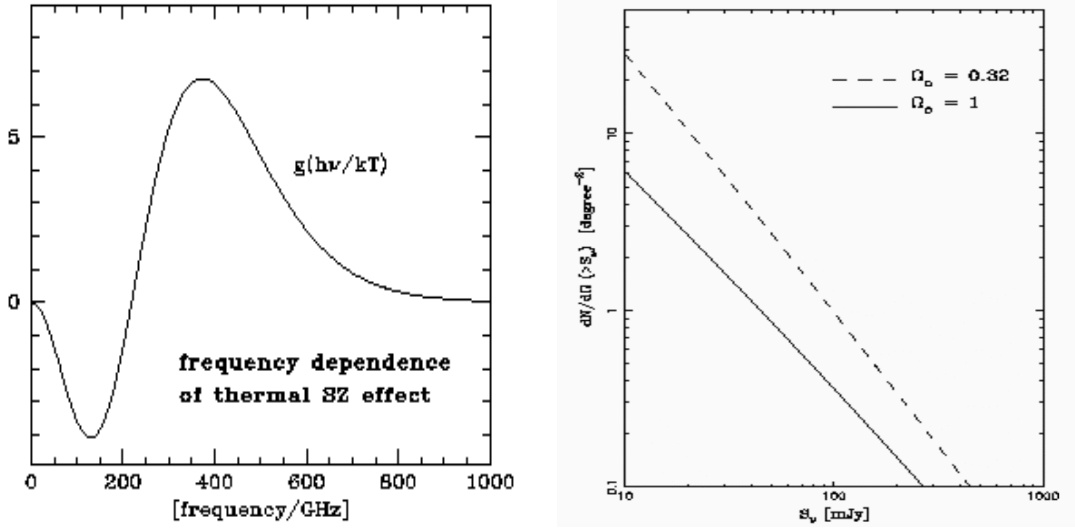


Figure 11.1 : Dans la figure de gauche : distorsion du spectre de corps noir dû à l'effet SZ thermique. Dans la figure de droite : nombre de sources SZ en fonction du flux attendu pour deux valeurs distinctes de Ω_b .

Afin de mesurer au mieux la poussière, dont le flux moyen attendu est de l'ordre de quelques MJy/sr, il nous faut un instrument qui a une sensibilité de l'ordre de 25mJy par lobe (en supposant des lobes de 50 secondes d'arc). Bien sûr les canaux correspondants, à basses longueurs d'onde, doivent être polarisés. Pour l'effet SZ par contre, la sensibilité attendue est de l'ordre de 4mJy par lobes de 50 secondes d'arc, ou 40mJy par lobe de 144 secondes.

11.2 L'instrument

Comme le fil conducteur au niveau du budget est de rentrer dans l'enveloppe d'une mission flexi, nous cherchons à profiter au maximum des technologies existantes en ce qui concerne la définition de l'instrument, ou du moins nous nous restreignons à faire peu de développement en R&D.

11.2.1 Le télescope et le cryostat de HERSCHEL

Nous prévoyons donc d'utiliser le même télescope et le même cryostat que HERSCHEL (anciennement FIRST). Ce cryostat conçu sur le principe de celui d'ISO [95] permet d'obtenir la température de 1.7K via l'utilisation d'un tank rempli d'Helium superfluide dimensionné pour une mission de 3 ans et demi. Afin d'obtenir les 300mK nécessaires au bon fonctionnement des matrices de bolomètres, nous utiliserons en plus (tout comme HERSCHEL) un réfrigérateur à Helium 3 qui fait actuellement partie de l'ESA Technical Research Program. Ce dernier permettra sur HERSCHEL de refroidir les instruments SPIRE³ et HIFI⁴. Une photographie d'un prototype est montrée à gauche de la figure 11.2.

Le télescope de HERSCHEL

Le télescope de HERSCHEL est un système Ritchey-Chretien d'un diamètre $D_t = 3.5$ m, la focalisation se faisant un mètre en avant du miroir primaire. Il est construit à partir de fibres de carbone renforcées

³Spectral and Photometric Imaging REceiver : il s'agit d'un instrument bolométrique couvrant une plage en longueur d'onde s'étalant de 200 à 670 μm .

⁴Heterodyne Instrument for FIrst : le but de cet instrument est de faire de la photométrie entre 110 et 640 μm .

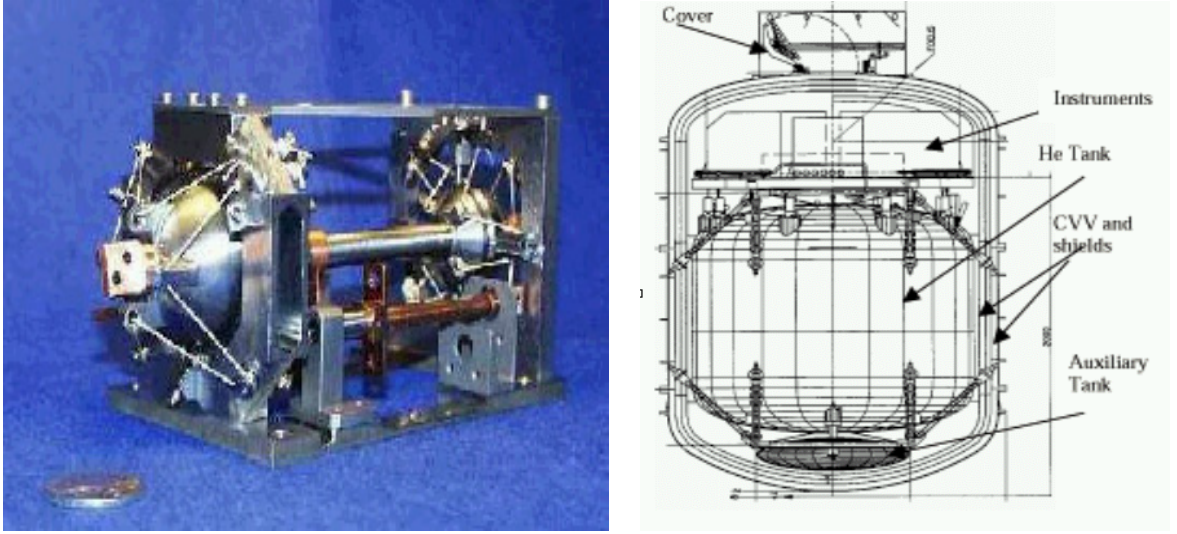


Figure 11.2 : Dans la figure de gauche : Photographie d'un prototype de la machine 0.3K de HERSCHEL, et figure de droite : schéma du cryostat de HERSCHEL, les instruments sont placés dans la partie supérieure au dessus du réservoir ^4He .

avec du plastique et est donc très léger (260 kg). Il a une émissivité⁵ de l'ordre de $\epsilon_t = 0.04$, et une transmission $T_t = 0.3$.

Le système de refroidissement

Le cryostat de HERSCHEL utilise la technologie développée pour ISO [95] et est schématisé sur la figure 11.2 à droite. L'étage à 1.7K est obtenu par de l'Hélium superfluide. Il a été conçu pour avoir une durée de vie de l'ordre de trois ans en opérations à L2 avec 2500 litres d'Hélium à bord. La machine utilisée pour refroidir l'instrument entre 2K et 0.3K fonctionne à l' ^3He sur lequel nous pompions en utilisant une pompe à charbon.

11.2.2 Les matrices de bolomètres du CEA

Pour ce qui est des détecteurs nous comptons utiliser les matrices de bolomètres du type de celles en construction au CEA-Grenoble [96] et montrées sur la figure 11.3 moyennant quelques modifications mineures.

Le signal incident est supposé être polarisé uniquement linéairement : de fait nous n'avons à mesurer que trois des quatre paramètres de Stokes pour reconstruire l'ensemble de ses caractéristiques. Ces trois paramètres peuvent être mesurés en utilisant seulement des polariseurs linéaires et trois bolomètres sont suffisants. Afin de garder une marge de manœuvre, nous avons choisi d'utiliser malgré tout quatre bolomètres polarisés. Les quatre polariseurs sont disposés par rapport à la direction de balayage comme indiqué sur la figure 11.4.

Dans la mesure où nous cherchons à étudier la polarisation, la matrice montrée dans la figure 11.3 n'est pas complètement adaptée et il faudra redessiner les grilles et les absorbeurs (qui se font ensuite par photo-lithographie). C'est le seul point de R&D nécessaire pour Snoopy.

Le temps de réponse de tels bolomètres a été mesurée et est de l'ordre de 10ms à 300mK, avec une $\text{NEP}_{\text{bolo}} = 5 \cdot 10^{-17} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ [96].

⁵L'émissivité ϵ_t , le coefficient de transmission T_t et le coefficient de réflexion R sont reliés par la formule $R + T_t + \epsilon_t = 1$. Pour un corps noir qui émet autant qu'il absorbe l'émissivité est égale au coefficient d'absorption.

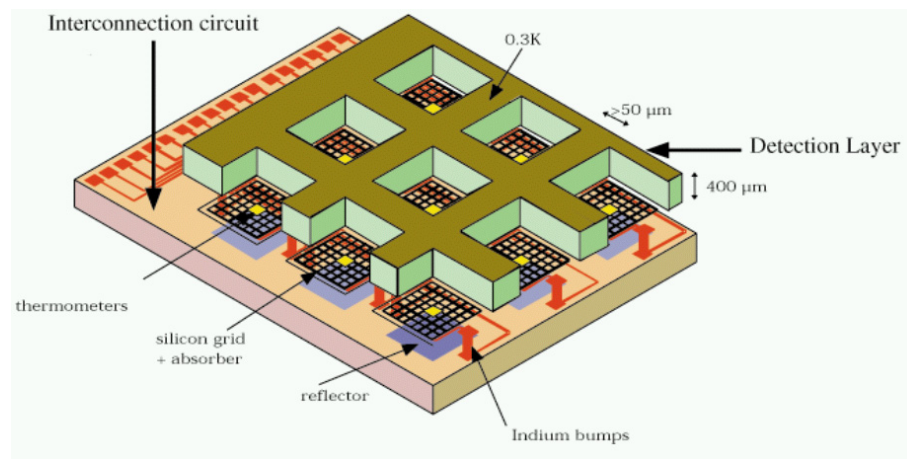


Figure 11.3 : Les matrices de bolomètres du CEA

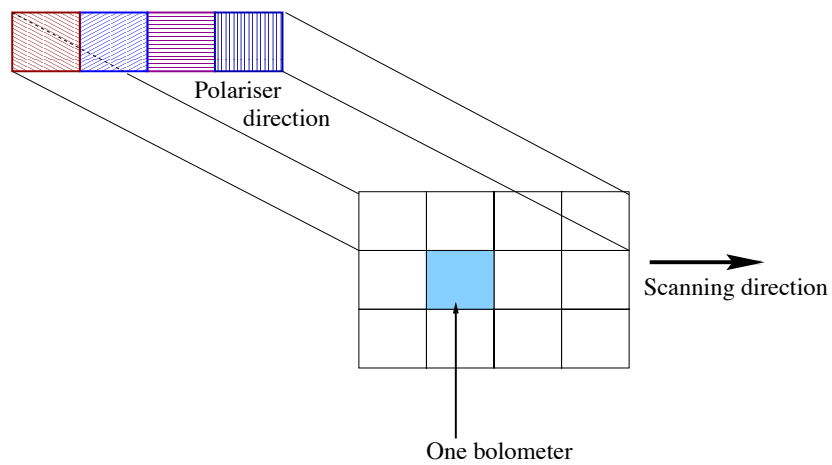


Figure 11.4 : Assemblage des polariseurs devant les bolomètres et direction de balayage

11.2.3 Paramètres de l'instrument

Lobes

Nous montrons dans la table 11.5 les résolutions angulaires correspondant à la limite de diffraction pour le télescope de HERSCHEL dans les bandes de fréquence de Snoopy ⁶. Afin d'obtenir un taux de télémétrie raisonnable (cf. section 11.2.6) il a été choisi de ne pas se placer à la limite de diffraction pour les canaux à basse longueur d'onde, ce qui reste en accord avec la minute d'arc de résolution avancée dans la section 11.1.3. Pour les plus grandes longueur d'onde par contre nous choisissons d'avoir des pixels plus petits que ce que nous impose la limite de diffraction afin de résoudre le lobe.

Longueur d'onde (μm)	100	200	350	500	700	2000
résolution angulaire à la limite de diffraction (")	7	14	25	36	50	144
résolution angulaire attendue pour Snoopy (")	25	25	25	25	25	72

Table 11.5 : Résolutions angulaires pour chaque longueur d'onde (en μm) de Snoopy, correspondant à la limite de diffraction du télescope de HERSCHEL (1ère ligne) et attendue pour Snoopy (seconde ligne). Les valeurs sont données en secondes d'arc.

Sensibilité

On peut, en prenant en compte les caractéristiques du télescope ainsi que des bolomètres, calculer les sensibilités attendues dans chaque bande de fréquence comme suit.

Commençons par estimer la puissance émise par le télescope quand les miroirs sont refroidis à une température T :

$$P_t = \epsilon_t S_t T_t B_\nu(T) \Omega_B \delta\nu \quad (11.1)$$

où :

- * $B_\nu(T) = k_B T / \lambda^2$ correspond à la loi de Rayleigh-Jeans (au détail près que l'on ne s'intéresse qu'à un état de polarisation de la lumière donc le facteur 2 de la formule 9.8 disparaît), λ étant la longueur d'onde de la bande considérée.
- * ϵ_t , T_t sont définies dans la section 11.2.1 et S_t est la surface du télescope.
- * $\Omega_B = (FWHM)^2$ où les FWHMs par bande de fréquence sont données dans la table 11.5, Ω_B étant exprimé en stéradian.
- * $\delta\nu$ est la résolution attendue sur la fréquence : typiquement nous utilisons $\delta\nu/\nu = 30\%$.

Cette puissance est par définition égale à :

$$P_t = N_{ph} h\nu \quad (11.2)$$

où N_{ph} est le nombre de photons. Une bonne approximation de la fluctuation sur ce nombre de photons est en \sqrt{N} , on redéfinit donc de la même façon la puissance associée au bruit de photons :

$$\delta P_t = \sqrt{N_{ph}} h\nu. \quad (11.3)$$

Tout cela est calculé pour un temps d'intégration d'une seconde. Si l'on veut traduire cette expression en NEP, sachant qu'un temps d'intégration d'une seconde correspond à une bande de $\frac{1}{2}$ Hz, on obtient :

$$NEP_{\delta P_t} = \delta P_t \sqrt{2}. \quad (11.4)$$

⁶Elles sont simplement données par la formule $\theta(rad) = 1.22\lambda/D_t$.

Il s'agit ensuite de calculer la sensibilité (en Jy par lobe) qui est donnée comme la NEP totale (téléscope et bolomètre) de la façon suivante :

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}\delta\nu S_t 10^{-26}} \sqrt{NEP_{bolo}^2 + NEP_{\delta P_t}^2}, \quad (11.5)$$

le facteur 10^{-26} étant là pour passer des $W/m^2/Hz$ en Jy. La sensibilité ainsi calculée est montrée dans la figure 11.6 pour un temps d'intégration d'une seconde et pour une couverture complète du ciel pour différentes valeurs de T et de NEP_{bolo} . La courbe en rouge (la plus haute) correspond à une NEP_{bolo} de $10^{-16} W/\sqrt{Hz}$ et une température du télescope de 110K, alors que pour la courbe bleue (courbe intermédiaire) cette température est de 80K. La courbe en jaune (la plus basse) montre la sensibilité si nous avons une NEP_{bolo} de $5 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$ (la température du télescope étant de 80K). On voit clairement que le fait de choisir L2 (80K) ou une orbite proche de la Terre (110K) n'a pas beaucoup d'influence sur la sensibilité dans ces bandes de fréquence. Par contre le paramètre important est la NEP_{bolo} . Malgré tout avec une NEP_{bolo} de $10^{-16} W/\sqrt{Hz}$ nous répondons à la demande de la section 11.1.

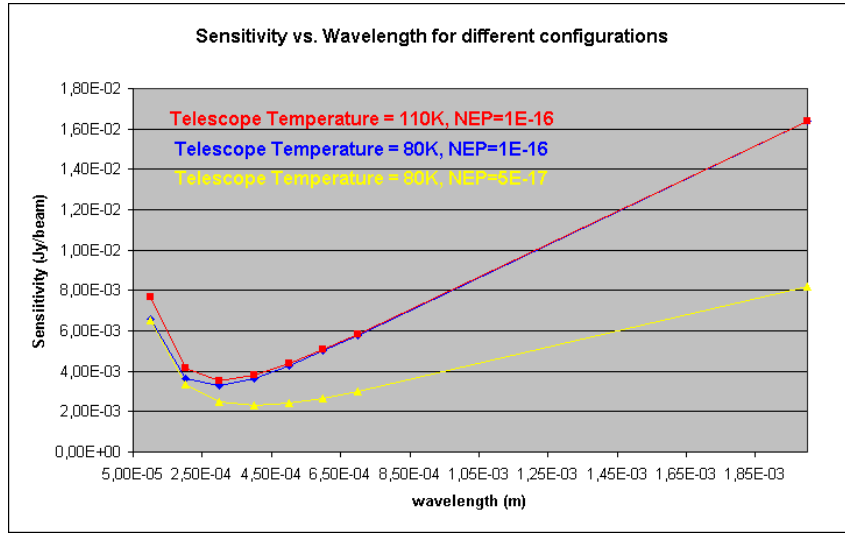


Figure 11.6 : Sensibilités attendues (Jy/beam) en fonction de la longueur d'onde (m) : la courbe rouge correspond à une NEP_{bolo} de $10^{-16} W/\sqrt{Hz}$ et à une température du télescope de 110K, la courbe bleue correspond à une NEP_{bolo} de $10^{-16} W/\sqrt{Hz}$ et à une température du télescope de 80K, et la courbe jaune correspond à une NEP_{bolo} de $5 \cdot 10^{-17} W/\sqrt{Hz}$ et à une température du télescope de 80K.

11.2.4 Assemblage du détecteur

Les matrices de bolomètres en cours de développement au CEA sont de trois types : soit en (16x32) pixels, soit en (32x48) soit encore en (32x64). Nous choisissons d'utiliser les plus petites matrices (soit 512 pixels) pour les basses longueurs d'onde. Pour le canal à 2mm, par contre, nous prévoyons de développer une nouvelle matrice de (6x12), soit 72 pixels. Ceci nous amène à définir les champs de vue résumés dans la table 11.7.

11.2.5 Optique

Puisque nous voulons procéder à des mesures dans six bandes différentes simultanément, et afin que tout loge dans l'espace qui nous incombe, nous avons choisi d'utiliser un miroir permettant de séparer le

Longueur d'onde (μm)	100-700	2000
Pixel FWHM	25 arcsec	72 arcsec
Nombres de pixels	16×32	6×12
Taille physique des pixels	1.5 mm	4.3 mm
Taille de la matrice	$24 \times 48\text{mm}^2$	$26 \times 52\text{mm}^2$
Champ de vue	$6.7 \times 13.3\text{arcmin}^2$	$7.2 \times 14.4\text{arcmin}^2$

Table 11.7 : Caractéristiques des matrices de bolomètres en terme de champ de vue

signal en deux en fonction de la longueur d'onde (roof mirror), définissant par là même deux instruments au plan focal du télescope : le SWIP (pour Short Wavelength Imaging Photometer) et le LWIP (pour Low Wavelength Imaging Photometer). Ceci est explicité par la figure 11.8.

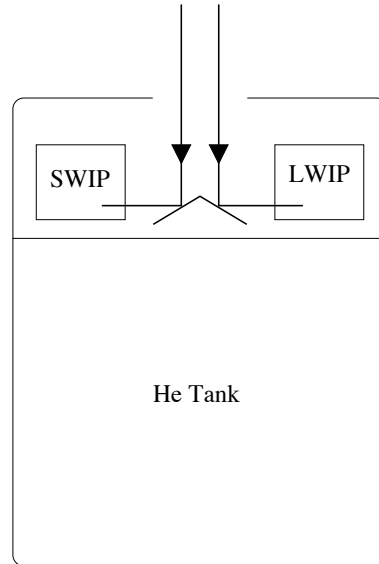


Figure 11.8 : Décomposition du signal d'entrée en fonction de la longueur d'onde

Ensuite dans chaque instrument, le signal est divisé à nouveau dans deux dichroïques (le principe étant que les longueurs d'onde plus petites que la longueur d'onde caractéristique du filtre sont transmises alors que les plus longues sont réfléchies).

Pour le SWIP, le système optique est illustré par la figure 11.9. Le signal passe d'abord à travers un filtre (F1) qui est utilisé pour couper les longueurs d'onde plus petites que $70\mu\text{m}$. Ensuite vient le premier dichroïque (D1) qui sépare le signal en deux selon que la longueur d'onde est plus grande (il continue tout droit sur le schéma dans ce cas) ou plus petite (va vers le bas) que $140\mu\text{m}$.

Les petites longueurs d'onde sont réfléchies ensuite vers une première matrice de bolomètres optimisée pour une longueur d'onde de détection de $100\mu\text{m}$ (Array 1).

Les longueurs d'onde supérieures à $140\mu\text{m}$ continuent pendant ce temps leur chemin vers un second dichroïque optimisé pour séparer les longueurs d'onde à $250\mu\text{m}$. Les longueurs d'onde plus petites que cette valeur sont envoyées sur une matrice (Array 2) optimisée pour $200\mu\text{m}$, et les plus grandes sont enfin envoyées sur la dernière matrice (Array 3) à $350\mu\text{m}$, après être passées à travers un filtre (F2) éliminant le signal au dessus de $400\mu\text{m}$.

Le LWIP fonctionne de manière analogue. Nous ne montrons ici que le principe global de fonctionne-

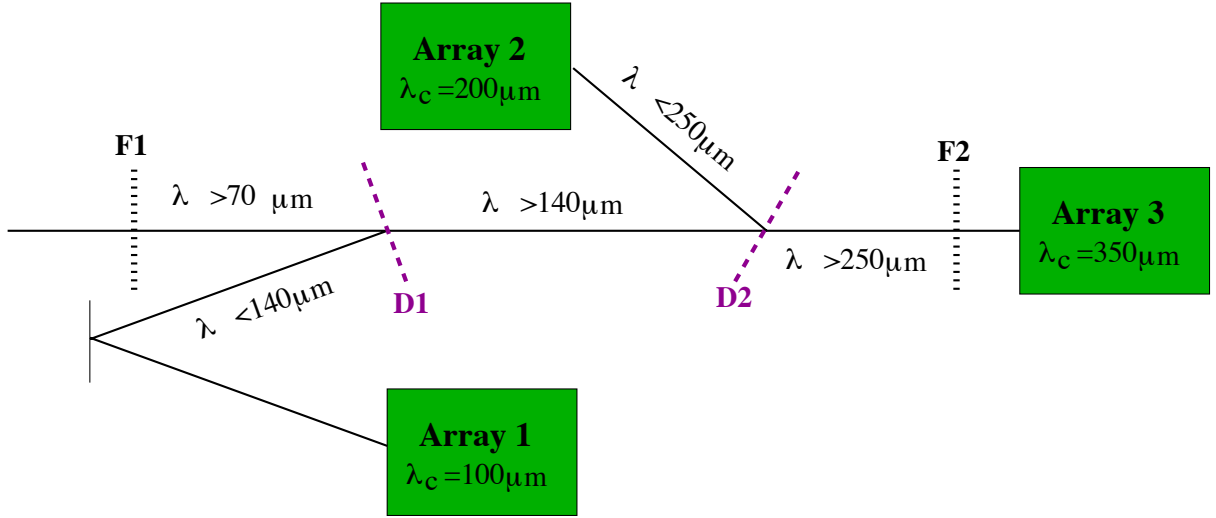


Figure 11.9 : Principe de fonctionnement du photomètre SWIP

ment : dans la réalité nous prévoyons de mettre plus de lentilles et de miroirs afin de loger dans la place qui nous est impartie du cryostat. Néanmoins les angles ne doivent pas excéder 20° afin de limiter les aberrations.

Nous prévoyons également d'installer avant l'entrée du signal du ciel dans le SWIP/LWIP un miroir orientable permettant de choisir entre la radiation du ciel et des corps noirs installés à bord pour l'étalonnage de l'instrument (cf. section 11.2.7).

11.2.6 Stratégie de balayage et taux de télémétrie

En choisissant de se placer sur une orbite terrestre basse, nous couvrons 360° sur le ciel en 103 minutes, ce qui correspond à une vitesse de balayage de l'ordre de 0.06 degré par seconde. Si l'on considère des pixels de 25 secondes d'arc (cf. table 11.7), cela signifie que l'on prend 8.4 images par seconde. Ceci correspond pour 32 bolomètres regardant le même endroit dans le ciel à un temps d'intégration de 3.8 secondes par pixel sur le ciel. Afin d'obtenir un meilleur échantillonnage nous choisissons de prendre 25 images par secondes, ce qui correspond à un temps d'intégration de 1.28 secondes par pixel sur le ciel. D'après la table 11.7, nous avons 2632 pixels au total, dont si l'on choisit de coder sur 16 bits nous obtenons un taux de télémétrie de $1.05 \cdot 10^6$ bits/sec.

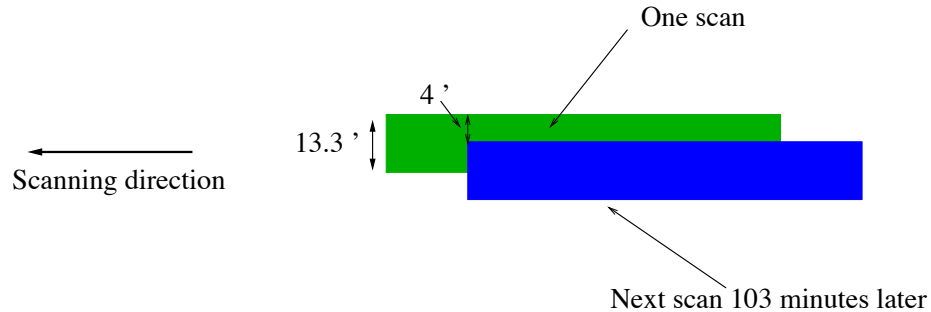


Figure 11.10 : Recouvrement des données dans la direction perpendiculaire à la direction de balayage.

De plus nous choisissons d'avoir un recouvrement dans la direction perpendiculaire à la direction de

balayage entre deux tours comme le montre la figure 11.10, chaque tour étant séparé du précédent dans cette direction de 4 minutes d'arc. Ceci nous permet de multiplier par un facteur 3.3 le temps d'intégration par pixel sur le ciel.

Afin d'obtenir cette précision en pointage, les pré-requis demandé à l'ESA (en charge entre autre du pointage (cf. section 11.4.2) sont d'obtenir une erreur sur la reconstruction de l'attitude (ARE) de moins que 10 secondes d'arc et une erreur absolue sur le pointage (APE) plus petite que la minute d'arc.

11.2.7 Stratégie d'étalonnage

Nous prévoyons de manière très classique trois phases d'étalonnage :

- * avant le lancement les bolomètres doivent être étalonnés afin de déterminer leur réponse spectrale, temps de réponse, et étalonnage en absolue,
- * durant la phase d'opérations en vol deux corps noirs sont installés à deux températures différentes afin de mesurer le flat fielding et étalonner les offsets. De plus nous comptons les utiliser pour cross-étalonner les canaux polarisés.
- * et enfin pendant le processus d'analyse des données, les résultats obtenus seront comparés à COBE (DIRBE et FIRAS).

11.2.8 Le processing des données

Le centre de processing des données est chargé de plusieurs tâches. Il doit, entre autres, contrôler le système cryogénique et la température des corps noirs d'étalonnage, et optimiser le point de fonctionnement des bolomètres. Il doit également prendre en charge la synchronisation et le management des données (science et housekeeping). Enfin il doit communiquer avec l'antenne du satellite pour obtenir le pointage, compresser les données et les transmettre au système de télémétrie.

11.3 Le lanceur, l'orbite et l'injection

11.3.1 Orbite terrestre

En nous restreignant toujours au budget d'une mission flexi, nous avons choisi d'utiliser un lanceur de taille moyenne : une Soyuz AT, qui enverra Snoopy sur une orbite terrestre basse synchronisée avec le soleil (il s'agit de l'orbite où fut envoyé COBE en son temps). La figure 11.11 montre l'inclinaison en

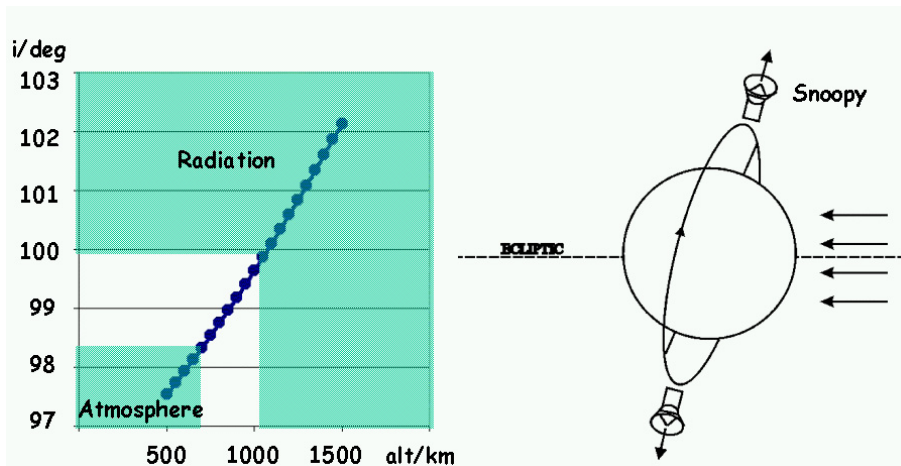


Figure 11.11 : Sun Synchronized Low Earth Orbit

degré en fonction de l'altitude correspondant à ce type d'orbite, montrant qu'on doit se situer entre 700 et 1000 km d'altitude environ pour ne pas être pollué par l'atmosphère d'une part ni par les radiations venant principalement des ceintures de Van Allen d'autre part. D'autres paramètres sont à prendre en considération comme le fait que l'instrument et le cryostat ne doivent jamais être exposés aux radiations du Soleil et de la Terre. Une seule orbite peut alors être sélectionnée : il s'agit d'une orbite circulaire avec une inclinaison de 99 degrés pour une altitude de 900 km. Dans ces conditions, le satellite couvre deux fois le ciel complet en un an, bien que de façon non-uniforme.

On prévoit une injection directe à partir du lanceur. Les effets à longs termes dus aux mouvements de la lune et du soleil, ou encore au champ de gravité de la Terre seront réajustés en vol, de même il est prévu un dé-orbitage en fin de mission. Dans tous les cas, les corrections à apporter à la trajectoire seront de faibles amplitudes (de l'ordre de 150m/s au maximum).

11.3.2 Comparaison Snoopy-HERSCHEL

Le tableau 11.12 récapitule les caractéristiques essentielles de la mission Snoopy par comparaison avec HERSCHEL (cf. table 11.12).

Paramètre	HERSCHEL	Snoopy
Dimensions (hauteur/diamètre)	7.5 - 4.5	7 - 4
Masse	3250 kg	à peu près identique
Puissance	900 W	700 W
Lanceur	Ariane 5 (avec Planck)	Soyuz (vol dédié)
Durée	Mission : 3 ans Design : 5 ans	Mission : 2 ans Design : 3 ans
Télescope	3.5 m cassegrain (80K)	le même (150K)
Refroidissement	^4He liquide (2560 l) 1.7 K machine 0.3K	le même
Panneaux solaires	4 panneaux plats (900W)	nouveaux panneaux cylindriques (700W)
Bafflage	Bafflage autour du télescope	Bafflage supplémentaire
Plateforme	Optimisée pour L2	Antenne TM/TC simplifiée Contrôle thermique modifié GPS

Table 11.12 : Comparaison Snoopy vs. HERSCHEL en terme de paramètres

11.4 Le segment au sol

11.4.1 La station au sol et les opérations de routine

Couverture de la station au sol

La station au sol proposée pour Snoopy est celle de Longyearbyen en Norvège, avec comme solution de repli la station de Kiruna en Suède. Avec une période de rotation de 103 minutes, le temps de contact au sol est de 3 minutes par rotation, ce qui, avec un rythme de 14 rotations par jour, correspond à 42 minutes de contact au sol par 24 heures.

Operations de routine

Les opérations de routine sont couplées aux périodes de contact au sol avec la station de Longyearbyen. Durant cette période, les données (Science et Housekeeping) des révolutions précédentes sont envoyées et récupérées au sol. Nous nous attendons à un taux de télémétrie effectif de l'ordre de 440 kbit/s.

Lors de ces opérations, le satellite opérera en mode automatique pré-programmé. Malgré tout nous nous attendons à des déviations de la trajectoire nominale que l'on compte corriger de la façon suivante. On reconstruit en ligne au sol le pointage à chaque période de contact au sol sur les données correspondant à la révolution précédente. Si l'on a des corrections à apporter elles le seront à la révolution suivante en envoyant des informations au satellite. L'objectif de cet exercice est de maintenir les erreurs en attitude dans les gammes autorisées.

11.4.2 Organisation des opérations scientifiques

Snoopy est défini comme une mission PI⁷. L'ESA sera responsable du satellite complet, de la mission, de l'intégration de l'instrument dans le satellite, des tests du système, du lancement et des opérations (acquisitions et transmission des données jusqu'au centre scientifique compris). Les instruments seront fournis par l'équipe du PI, pris parmi des états membres de l'ESA.

L'Announcement of Opportunities (AO) rassemblera les propositions du Consortium qui fournira les hommes et le matériel nécessaires au développement des logiciels utiles à l'étude des données science. Le consortium devra suivre un certain nombre de règles :

- il sera chapeauté par un PI qui fera également office d'interface avec l'ESA,
- il sera composé de plusieurs équipes travaillant en commun, chacune responsable d'une tâche spécifique et dirigée par un Responsable d'équipe. Les équipes seront au moins au nombre de trois :
 - développement et livraison des instruments
 - analyse des données du satellite
 - réduction, distribution et archivage des données scientifiques
- un emplacement réservé aux activités de réduction de données (DPC) doit être défini.

Les opérations scientifiques seront conduites par quatre organisations :

- Le Mission Operations Centre (MOC)
- Le Project Scientist (PS)
- Le Science Operations Team (SOT)
- Le Data Processing Centre (DPC)

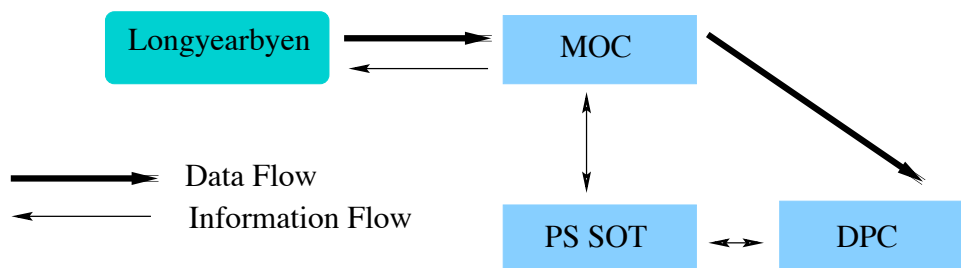


Figure 11.13 : Vue schématique de l'échange du flot de données et d'information entre les différents intervenants dans Snoopy (cf texte pour les acronymes).

L'équipe des Opérations Sciences (SOT) sera formée après sélection par le Consortium à travers le processus d'AO. Il inclura le PS comme chairman, un représentant du télescope, et deux représentants du Consortium : le PI et un scientifique responsable de la réduction des données. Malgré tout d'autres scientifiques peuvent être inclus dans le SOT. Le SOT est responsable :

- d'évaluer les propositions d'observations

⁷Pour Principal Investigator

- de proposer des observations et les stratégies correspondantes
- d'organiser l'archivage des données
- de délivrer les produits finaux à la communauté.

Le satellite sera contrôlé par le Mission Operations Centre (MOC) de l'ESA à l'ESOC à travers la station au sol de Longyearbyen. Le PS jouera le rôle d'interface entre le SOT, le MOC et le DPC (cf. figure 11.13). Toutes les données du satellite seront envoyées au DPC qui traitera les données de façon continue.

11.4.3 Produits scientifiques

Nous prévoyons de fournir à la communauté principalement trois types de produits scientifiques :

1. les données brutes estimées à ~ 80 Tbit
2. des cartes :
 - d'intensité
 - de température
 - de polarisation
3. des catalogues :
 - de galaxies IR
 - de cluster SZ

Les données brutes seront maintenues sous la forme d'une base de donnée. Une première génération de cartes de composantes sera distribuée par CD-ROM/DVD en même temps que les cartes du ciel et les catalogues, une seconde itération sera rendue publique après la fin de la mission. Les cartes du ciel et les catalogues seront également disponibles sur internet.

11.5 Conclusion

Snoopy est conçu pour produire des résultats scientifiques uniques, il nous permet à la fois de :

- faire LE premier relevé tout le ciel dans le submm avec une résolution inférieure à la minute d'arc,
- contraindre les propriétés de la poussière avec une résolution jamais atteinte,
- mesurer de manière extensive la polarisation.
- de détecter un grand nombre d'amas SZ,
- et enfin de relever un grand nombre de galaxies infra-rouges avec leurs propriétés de polarisation.

Bibliographie

- [1] S. Dodelson, 2003, *Modern Cosmology*, Academic Press
E.W. Kolb, M.S. Turner 1990, *The Early Universe*, New York : Addison Weasley
B. Revenu, 200, Thèse : Anisotropies et Polarisation du rayonnement fossile : méthode de détection et traitement des données, Université Paris VII.
- [2] Fixsen et al. 1996, *Astrophysical Journal*, 473, 576, "The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Sets" for details.
J.C. Mather et al. *Astrophys. J.* 512, 511 (1999)
- [3] Bennett, C.L., et al. 1992a, "COBE Differential Microwave Radiometers : Calibration Techniques," *ApJ*, 391, 466.
Smoot, G., et al. 1990, "COBE Differential Microwave Radiometers : Instrument Design and Implementation," *ApJ*, 360, 685.
- [4] J.M. Bardeen et al., 1986, *ApJ*, 304, 15
- [5] R.K. Sachs, A.M. Wolfe 1967, *ApJ*, 147, 73
- [6] W.Hu *Wandering in the Background : A CMB Explorer*, PhD Thesis, UC Berkeley (1995) astro-ph/9508126
- [7] M.J. Rees, D.W. Sciama 1968, *Nature*, 511, 611
- [8] U. Seljak, M. Zaldarriaga 2000, *ApJ* 538,57
- [9] J.E. Gunn, B.A. Peterson, 1965, *ApJ*, 142, 1633
- [10] Y.B. Zel'dovich, R.A. Sunyaev 1969, *Ap&SS* 4,301
- [11] E.Komatsu et al. *Astrophys.J. Supp.* 148.119(2003)
- [12] C.L.Bennet et al. *Astrophys. J. Supp.* 148,1(2003)
- [13] Zaldarriaga M. et Seljak U., 1997, 55, 1830
- [14] Zaldarriaga M., Spergel D., et Seljak U. : 1997, *Microwave Background Constraints on Cosmological Parameters*, *Astrophys. J.* 488, 1, astro-ph/9702157
- [15] F. Piacentini et al. astro-ph 0507507
- [16] E.M.Leich et al. *Astrophys. J.* 624, 10 (2005)
- [17] W. Hu et al. astro-ph 0110414
- [18] *Revue du PDG* (rev. 2005)
- [19] A. Platania et al., A determination of the spectral index of galactic synchrotron emission in the 1-10GHz range, *ApJ* 505 :473-483,1998 October 1
- [20] A. Benoit et al., *The Cosmic Microwave Background Anisotropy Power Spectrum measured by Archeops*, 2003, *A&A* 399 L19
- [21] C.B. Netterfield, P. Ade, J. Bock et al. 2002 *ApJ* 571,604
- [22] T.J. Pearson, B. S. Mason, A. C. S. Readhead et al. 2002, *ApJ* submitted astro-ph/0205388
- [23] N. Halverson, E. Leitch, C. Pryke, et al 2002,*ApJ* 568, 38

- [24] A. Lee, P. Ade, A. Balbi, et al. 2001 ApJ 561, L1
- [25] P. F. Scott, P. Carreira, K. Cleary et al. 2002, MNRAS submitted astro-ph/0205380
- [26] W. L. Freedman, B. F. Madore, B.K. Gibson, et al. 2001, ApJ 553, 47
- [27] O'Meara J.M et al, 2001, ApJ 552,718
- [28] G.Hinshaw et al. Astrophys. J. Supp. 148. 135 (2003)
- [29] G. Hinshaw, et.al., submitted, Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Temperature Results
- [30] J.E.Ruhl et al. Astrophys J. 599, 786 (2003)// S.Masi et al. astro-ph/0507509// W.C.Jones et al. astro-ph/0507494
- [31] P.F. Scott et al. Monthly Not. Royal Astron. Soc. 341, 1076 (2003)
- [32] T.J. Pearson et al. Astrophys. J. 591, 556 (2003)
- [33] M.C.. Runyan et al. Astrophys. J. Supp. 149. 265 (2003)
- [34] Planck Blue Book : The Scientific Programme ESA/SCI(2005) 1
- [35] J.C. Hamilton, Responsivity corrected for Archeops-Kiruna, Note interne 2001.
- [36] A. Benoit, M. Caussignac, and S. Pujol New Type of dilution refrigerator and space application, Cryogenics 34,1994
- [37] A. Benoit et al, Archeops : A High Resolution, Large Sky Coverage Balloon Experiment for Mapping CMB Anisotropies, 2002, Astropart. Phys. 17 101-124
- [38] Madet, Karine. Mesure du rayonnement cosmologique : Préparation et Etalonnage des Instruments Archeops et Planck, Thèse de doctorat (26 septembre 2002), Centre de Recherche sur les Très Basses Températures CNRS-Grenoble, UNIVERSITE Joseph Fourier Grenoble I.
- [39] <http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=16>
- [40] W.C. Jones et al., A polarization sensitive Bolometric detector for observations of the cosmic microwave background, astro-ph 0209132
- [41] HFI FPDA Filters Development Plan
- [42] R. Sudiwala, M. Griffin, and A. Woodcraft. Thermal modelling and characterisation of semiconductor bolometers. International Journal of Infrared and Millimeter Waves 23(4), Apr. 2002.
<http://www.astro.cf.ac.uk/groups/instrumentation/publications.html>
- [43] J.M. Lamarre Photon noise un photometric instruments at far infrared and submillimeter wavelengths, Applied Optics vol 25,6 15 Mars 1986
- [44] M. Piat et al. Use of high sensitivity bolometers on Planck high Frequency instrument, Far IR et Sub-mm and mm detector technology workshop, 1-3 april 2002
www.sofia.usra.edu/det_workshop/papers/session5/3-40piat.edjw020613.pdf
Piat, Michel, Contribution à la définition des besoins scientifiques et des solutions instrumentales du projet Planck-HFI (09/10/2000), Institut d'Astrophysique Spatiale, UNIVERSITE Paris Sud Orsay.
- [45] private communication from Caltech/JPL
- [46] Planck HFI Focal Plane Detection Assembly (FPDA) AIT-AIV Plan
- [47] Rosset, Cyrille. Contribution à la mesure de la polarisation du fond diffus cosmologique dans le cadre des programmes ARCHEOPS et PLANCK. Thèse de doctorat (22 octobre 2003), Laboratoire de Physique Corpusculaire et Cosmologie - Collège de France (IN2P3/CNRS), UNIVERSITE DENIS DIDEROT - PARIS VII.
- [48] J. Kaplan private communication
- [49] Optical SetUp in the Saturne cryostat TS-PHZW240-100022-CdF
- [50] M. Perault et al, ISOCAM calibration facility and pre-flight characterization, Proceedings of SPIE – Volume 2019

- [51] http://www.planck.fr/Piodoc/PIOlib_Overview_V1.0.pdf,
<http://www.planck.fr/Piodoc/C/piodocc.html> et
<http://www.planck.fr/Piodoc/Cpp/>
- [52] http://plck-ccas-3.ias.u-psud.fr:8080/Planck_Calibration/
- [53] [http://www.cita.utoronto.ca/\\$\%\\$7emamd/kst/handbook/](http://www.cita.utoronto.ca/$\%$7emamd/kst/handbook/)
- [54] Rapport de stage de Raphaël Lescouzère LAL.
- [55] <http://www.planck.fr/article320.html>
- [56] A. Woodcraft, et al. Applied Optics, 2003, 42, 5011
- [57] cardiff
- [58] Xavier Désert, private communication
- [59] Warren Holmes présentation at IWG
- [60] T. Peczalski, Phys. Rev. 11,363-371 (1918)
- [61] J. Heremans, I. Rahim, and M.S. Dresselhaus, Phys. Rev. B. 32,10,6742 (1985)
- [62] V. Ozarow Some Electrical Properties of Germanium Crystals Containing Compensated Impurities, Phys. Rev., Vol 93,3 page 371, Feb. 1954
- [63] On pourra par exemple se référer au Cours d'analyse numérique pour ingénieurs, Chaire d'analyse et simulation numériques, Prof. J. Rappaz <http://dmawww.epfl.ch/rappaz.mosaic/Support/support/>
- [64] F.R. Bouchet, J.M. Delouis, F.X. Desert, S.Henrot-Versillé, J.M. Lamarre "Defining the Instrument Model" 2003-01-02
- [65] Filliatre, Philippe. Etalonnage sol et analyse des données de l'expérience ballon Archeops mesurant les anisotropies du Fond Diffus Cosmologique. Etude des contraintes sur l'inflation. Thèse de doctorat (26 septembre 2002), Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (IN2P3/CNRS), INPG.
- [66] N. Ponthieu, F.X. Désert Atmosphere absorption at Archeops wavelengths, Nov. 2000. Archeops' internal note
- [67] R.E. Stewart : Methods of satellite oceanography, Univ. of California Press, Berkeley, 1984.
- [68] C. Renault, Talk at the 26th, 27th of February 2001 Archeops' Meeting
- [69] B. Maffei and E. Wakui
Note on photometric pixels status for Archeops January flight
- [70] A. Bourrachot, Contributions à l'analyse des données dans l'expérience Archeops et la mesure de la masse des neutrinos avec les expériences CMB. Thèse du LAL-Orsay : LAL 04-85
- [71] J.C. Hamilton, S. Henrot-Versillé
/Repository/Archeops/Document/Note/BeamsFlightKS1/BeamsAndCalibJup.ps
- [72] J.C. Hamilton et al., Calibration with planets in Archeops, June 9th, 2000
- [73] Goldin et al., ApJ. 488 :L61, 1996
- [74] J.C. Hamilton, S.Henrot-Versillé, M.Piat : Bolometers' Time Response and Optical Beam measurement On Jupiter
- [75] Benoît A., Zagury F., Coron N. et al. 1998, A&A, to be submitted, "Calibration and first light of the Diabolo photometer at the millimetre Testa Grigia Observatory"
- [76] Lamarre J.-M., Giard M., Pointecouteau, E. et al. 1998, Nature, submitted, "First submillimeter detection of the SZ effect with the PRONAOS-SPM experiment"
- [77] Matthieu Tristram, de Archeops à Planck : analyse des anisotropies du fond diffus cosmologique. Thèse de doctorat (30 septembre 2005), LPSC/Grenoble, Université Joseph Fourier Grenoble I. LPSC 05-88
- [78] R. Ansari, S. Bargout, A. Bourrachot, F. Couchot, J. Haïssinski, S. Henrot-Versillé, G. Le Meur, O. Perdureau, M. Piat, S. Plaszczyński, F.Touze, 2003, MNRAS 343,552

- [79] J. Delabrouille, K.M. Gorski, E. Hivon
Circular Scans for CMB anisotropy observation and analysis astro-ph/9710349
- [80] M. Piat, G. Lagache, J.P. Bernard, M. Giard and J.L. Puget, *A&A* 393, 359-368, 2002
- [81] S. Plaszczynski, F. Couchot, 2003 MNRS submitted astro-ph/0309526 LAL04-69 (oct 2004)
- [82] "Extrapolation of Galactic Dust Emission at 100 Microns to CMBR Frequencies Using FIRAS" by D. P. Finkbeiner, M. Davis, D. J. Schlegel, *ApJ*, 524, 867 (20 October 1999) "Maps of Dust IR Emission for Use in Estimation of Reddening and CMBR Foregrounds" by D.J. Schlegel, D.P. Finkbeiner, M. Davis, *ApJ*, 500, 525 (20 June 1998)
- [83] M. Tristram, G. Patanchon, J. F. Macas-Prez, et al., The CMB power spectrum from an improved analysis of the Archeops data 2005, *A&A* 436 785
- [84] Archeops In-flight Performance, Data Processing and Map Making J. F. Macas-Prez, G. Lagache, B. Maffei et al., 2006, submitted to *A&A*
- [85] K.M. Gorski, Eric Hivon, A.J. Banday, B.D. Wandelt, F.K. Hansen, M. Reinecke, M. Bartelmann, HEALPIX - a Framework for High Resolution Discretization, and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. 2005, *ApJ* 622, 759
- [86] Stephane Plaszczynski private communication
- [87] <http://www.asaspace.at/alpbach/alpbach2000/alpbach2000rep.html>
- [88] Cudlip W., Furniss I., King K.J., Jennings R.R 1982 *MNRAS*, 200, 1169
- [89] Hildebrand R.H., Dragovan M., Novak G. 1984, *ApJ* 284, L51
- [90] Dragovan M. 1986, *ApJ* 308, 270
- [91] Bravainis R., Clemens D.P, Leach R. 1988, *AJ* 95, 510
- [92] Flett A.M., Murray A.G, 1991 *MNRAS* 249, 4P
- [93] Gunn, J.E., 1978, *Observational Cosmology*, Sauverny, Geneva Observatories, p1., Silk, J., White, S.D.M. 1978, *ApJ*, 226, L103.
- [94] PLANCK : A Mission Dedicated to Imaging the Anisotropies of the Cosmic Microwave Background - REPORT ON THE PHASE A STUDY <http://tonno.tesre.bo.cnr.it/Research/PLANCK/Redbook/>
- [95] voir pour de plus amples détails <http://www.iso.vilspa.esa.es/science/SSR/>
- [96] Griffin M.J., Swinyard B.M, and Vigroux L. 'The SPIRE Instrument for Herschel' *Proc. SPIE Vol. 3357*, p. 404-413, *Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, Thomas G. Phillips; Ed.
- [97] D. Harrison Solar System Objects visible with Planck LPAC-LPAC-030

Résumé

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont comme fil conducteur la compréhension des détecteurs des instruments Archeops et Planck-HFI ainsi que la lutte contre les effets systématiques dans le but de reconstruire le spectre de puissance des anisotropies de température du Fond Diffus Cosmologique.

Après une introduction sur la physique, nous décrivons, dans une première partie, l'étalonnage des bolomètres des deux instruments à partir de sources pulsées constituées de fibres de carbone que nous avons mises au point pour mesurer les fuites optiques entre les différents étages cryogéniques du plan focal. Nous montrons l'analyse de ces fuites optiques à partir des données d'Archeops, ainsi que les mesures de diaphonie et de constantes de temps des bolomètres du modèle cryogénique de Planck-HFI. Nous présentons également l'analyse de la conductivité thermique et de la capacité calorifique des fibres afin de modéliser le comportement thermique et l'émission de ces sources.

La seconde partie est consacrée à l'étude des effets systématiques de l'analyse des anisotropies. Nous décrivons les mesures des lobes au sol et en vol, l'analyse des constantes de temps des bolomètres et l'étalonnage en flux à partir des données sur Jupiter pour Archeops. Nous montrons ensuite comment extraire les spectres de Fourier sur les cercles et comment cette dernière analyse nous renseigne sur le fond diffus, ce que nous illustrons avec les données de vol d'Archeops.

Le dernier chapitre présente un projet de mission submillimétrique permettant de cartographier tout le ciel à grande résolution dans le but de mesurer la polarisation de la poussière dans la galaxie.

Abstract

The work presented in this document is driven by the characterisation of the Archeops and Planck-HFI instruments as well as the fight against systematics in order to reconstruct the power spectrum of the temperature anisotropies of the Cosmic Microwave Background.

An introduction on the physics is followed, in a first part, by the description of the calibration of the bolometers of the two instruments using pulsed sources made of carbon fibers that we have developed for measurements of optical leakages between the different cryogenic stages of the focal plane. We explain the analysis of the optical leakages of the Archeops instrument, in combination with measurements of crosstalks and time constants of the bolometers of the Planck's cryogenic qualification model. We also present an analysis of the thermal conductivity and calorific capacity of the fibers that has been done for modelling the thermal behaviour and the emission of these sources.

The second part is dedicated to the analysis of systematic effects on the temperature anisotropies analysis. We describe the measurement of the beams (on the ground and in-flight), the analysis of the bolometer time constants, and the flux calibration on Jupiter data for Archeops. We show how to extract the Fourier spectrum on the circles and what we learn on the cosmic microwave background from such an analysis, which we illustrate on Archeops' data.

The last chapter deals with a proposal for a full sky submillimeter survey for the measurement of the dust polarisation in the galaxy with a high spatial resolution.